

# INTERAZIONE TRA CORRENTI DI PENDIO ED ISOLA URBANA DI CALORE



**Sapienza**  
Università di Roma

Dipartimento di Ingegneria  
Civile, Edile e Ambientale

Tesi finale per il  
Dottorato di Ricerca in  
Ingegneria Idraulica

Tutor: Prof. Antonio Cenedese

XXIII ciclo - a.a. 2010/2011

Co-tutor: Dr. Monica Moroni

Dottorando: Marco Giorgilli

## Indice

Indice .....	2
Elenco dei simboli .....	4
Introduzione .....	7
1. Circolazione nello Strato Limite Atmosferico .....	10
1.1. Introduzione .....	10
1.2. Correnti di pendio.....	13
1.2.1 Modello analitico di Prandtl .....	15
1.2.2 Modello analitico di Manins e Sawford .....	19
1.2.3 Modello analitico di Hunt et al.....	23
1.2.4 Studi di laboratorio.....	28
1.2.5 Studi di campo e numerici.....	39
1.3. Isola urbana di calore .....	46
1.3.1 Studi di laboratorio.....	52
1.3.2 Studi di campo e numerici.....	54
1.4. Interazione tra correnti di pendio ed isola urbana di calore .....	56
2. Apparato e procedure sperimentali .....	58
2.1. Apparato sperimentale.....	58
2.2. Tecniche di misura della velocità.....	60
2.3. Tecniche di misura della temperatura .....	64
3. Risultati Sperimentali .....	66
3.1. Prima configurazione topografica: pendio singolo .....	66
3.1.1 Casi corrente anabatica.....	67
3.1.1.1 Evoluzione del campo di velocità .....	68
3.1.1.2 Profili di temperatura .....	73
3.1.1.3 Profili di velocità.....	78
3.1.1.4 Spessore e velocità massima della corrente anabatica lungo il pendio.....	82
3.1.1.5 Profili delle covarianze della velocità.....	85
3.1.2 Casi corrente catabatica.....	90
3.1.2.1 Evoluzione del campo di velocità .....	90
3.1.2.2 Profili di temperatura .....	96
3.1.2.3 Profili di velocità.....	103
3.1.2.4 Spessore e velocità massima della corrente catabatica lungo il pendio....	108
3.1.2.5 Profili delle covarianze della velocità.....	111
3.1.3 Caso 3. Corrente anabatica con isola di calore.....	117
3.1.3.1 Evoluzione del campo di velocità .....	117
3.1.3.2 Profili di temperatura .....	122
3.1.3.3 Profili di velocità.....	125
3.1.3.4 Spessore e velocità massima della corrente anabatica lungo il pendio.....	128
3.1.3.5 Profili delle covarianze della velocità.....	130
3.2. Seconda configurazione topografica: una valle tra due pendii .....	133
3.2.1 Caso 1. Correnti anabatiche senza isola di calore .....	134
3.2.1.1 Evoluzione del campo di velocità .....	134
3.2.1.2 Profili di temperatura .....	137
3.2.1.3 Profili di velocità.....	140
3.2.1.4 Profili delle covarianze della velocità.....	142

3.2.2	Caso 2. Correnti anabatiche con isola di calore .....	144
3.2.2.1.	Evoluzione del campo di velocità .....	145
3.2.2.2.	Profili di temperatura .....	149
3.2.2.3.	Profili di velocità.....	152
3.2.2.4.	Spessore e velocità massima della corrente anabatica lungo i pendii.....	155
3.2.3	Caso 3. Correnti catabatiche senza isola di calore .....	158
3.2.3.1.	Evoluzione del campo di velocità .....	158
3.2.3.2.	Profili di temperatura .....	161
3.2.3.3.	Profili di velocità.....	164
3.2.3.4.	Profili delle covarianze della velocità.....	167
3.2.4	Caso 4. Correnti catabatiche con isola di calore .....	169
3.2.4.1.	Evoluzione del campo di velocità .....	169
3.2.4.2.	Profili di temperatura .....	174
3.2.4.3.	Profili di velocità.....	176
3.2.4.4.	Profili delle covarianze della velocità.....	179
3.2.4.5.	Spessore e velocità massima della corrente catabatica lungo i pendii.....	181
3.3.	Osservazioni conclusive di carattere generale sui risultati.....	183
4.	Confronti con risultati di letteratura .....	185
4.1.	Considerazioni generali.....	185
4.2.	Confronti con i profili del modello di Prandtl.....	188
4.2.1	Confronti con i profili del modello di Prandtl: casi con un pendio.....	189
4.2.2	Confronti con i profili del modello di Prandtl: casi con due pendii.....	192
4.2.3	Osservazioni sui confronti con il modello di Prandtl.....	194
4.3.	Confronti con il modello di Hunt et al. ....	195
4.4.	Confronti con il modello di Manins e Sawford.....	198
4.5.	Confronti con alcuni risultati dello studio di Lu et al. ....	202
4.5.1	Confronti tra profili di temperatura e di velocità sull'isola urbana di calore ...	202
4.5.2	Correlazione tra il numero di Froude e l'Aspect ratio per l'isola di calore .....	205
5.	Conclusioni.....	207
6.	Bibliografia.....	209

## Elenco dei simboli

### *Simboli latini minuscoli:*

$c_p$ = calore specifico a pressione costante	$[K^{-1} m^2 s^{-2}]$
$c_v$ = calore specifico a volume costante	$[K^{-1} m^2 s^{-2}]$
$d$ = scostamento dalla temperatura potenziale dell'ambiente in condizioni di quiete nel modello di Manins e Sawford (1979)	$[K^{-1}]$
$g$ = costante gravitazionale	$[m s^{-2}]$
$g'$ = gravità ridotta	$[m s^{-2}]$
$h$ = spessore caratteristico	$[m]$
$k$ = costante di Von Karman	
$L$ = lunghezza caratteristica del pendio	$[m]$
$L^*$ = lunghezza di Monin - Obukhov	$[m]$
$n$ = coordinata secondo l'asse ortogonale al piano del pendio	$[m]$
$p$ = pressione	$[kg m^{-1} s^{-2}]$
$p_0$ = pressione di riferimento	$[kg m^{-1} s^{-2}]$
$p_m$ = scostamento dalla pressione di riferimento in condizioni di quiete	$[kg m^{-1} s^{-2}]$
$p_A$ = componente variabile con la quota della pressione in condizioni di quiete	$[kg m^{-1} s^{-2}]$
$p_Q$ = pressione in condizioni di quiete	$[kg m^{-1} s^{-2}]$
$s$ = coordinata secondo l'asse parallelo al piano del pendio	$[m]$
$t$ = tempo	$[s]$
$u$ = componente tangenziale della velocità rispetto al piano del pendio	$[m s^{-1}]$
$u'$ = parte fluttuante della componente tangenziale della velocità rispetto al piano del pendio	$[m s^{-1}]$
$u_*$ = velocità di attrito secondo il modello di Hunt et al. (2003)	$[m s^{-1}]$
$\bar{u}$ = parte media della componente tangenziale della velocità rispetto al piano del pendio	$[m s^{-1}]$
$v_x$ = componente orizzontale della velocità secondo l'asse x	$[m s^{-1}]$
$v_y$ = componente orizzontale della velocità secondo l'asse y	$[m s^{-1}]$
$v_z$ = componente verticale della velocità	$[m s^{-1}]$
$w$ = componente normale della velocità rispetto al piano del pendio	$[m s^{-1}]$
$w'$ = parte fluttuante della componente normale della velocità rispetto al piano del pendio	$[m s^{-1}]$
$w_*$ = velocità di scala convettiva nel modello di Hunt et al. (2003)	$[m s^{-1}]$
$\bar{w}$ = parte media della componente normale della velocità rispetto al piano del pendio	$[m s^{-1}]$
$w_D$ = velocità di scala convettiva secondo il modello di Lu et al. (1997a)	$[m s^{-1}]$
$w_H$ = velocità di entrainment secondo il modello di Manins e Sawford (1979)	$[m s^{-1}]$
$x$ = coordinata secondo l'asse orizzontale	$[m]$
$y$ = coordinata secondo l'asse orizzontale ortogonale all'asse x	$[m]$



$z$ = coordinata secondo l'asse verticale	[m]
$z_0$ = rugosità	[m]
$z_{0T}$ = rugosità termica	[m]
$z_e$ = altezza di equilibrio	[m]
$z_i$ = altezza di mescolamento (o di inversione)	[m]
$z_r$ = altezza di inversione del flusso	[m]

*Simboli latini maiuscoli:*

$C_D$ = coefficiente di trascinamento	
$D$ = diametro dell'isola di calore	[m]
$E$ = coefficiente di entrainment	
$F_B$ = flusso di galleggiamento secondo il modello di Manins e Sawford (1979)	[m <sup>2</sup> s <sup>-3</sup> ]
$F_S$ = flusso di galleggiamento	[m <sup>2</sup> s <sup>-3</sup> ]
$F_\theta$ = flusso di calore cinematico	[m K s <sup>-1</sup> ]
$F_{\theta S}$ = flusso di calore cinematico sulla superficie del pendio	[m K s <sup>-1</sup> ]
$H$ = spessore dello strato limite	[m]
$H_0$ = flusso dell'isola di calore	[m]
$K_b$ = coefficiente di scambio del galleggiamento	[m <sup>2</sup> s]
$K_m$ = coefficiente di scambio della quantità di moto	[m <sup>2</sup> s]
$N$ = frequenza di galleggiamento di Brunt – Vaisala	[s <sup>-1</sup> ]
$Pr$ = numero di Prandtl	
$\dot{Q}$ = flusso di calore per unità di superficie	[kg s <sup>-3</sup> ]
$Q_S$ = quantità di calore introdotta nello strato limite secondo il modello di Ye et al. (1987)	[m K]
$R$ = flusso di calore scambiato per irraggiamento per unità di superficie	[kg s <sup>-3</sup> ]
$Ra$ = numero di Rayleigh	
$Re$ = numero di Reynolds	
$Ri$ = numero di Richardson	
$S1, S2, S3$ = fattori di profilo nel modello di Manins e Sawford (1979)	
$U$ = velocità caratteristica della corrente di pendio secondo i modelli di Manins e Sawford (1979) e di Hunt et al. (2003)	[m s <sup>-1</sup> ]
$U_b$ = velocità caratteristica della brezza di mare (Cenedese e Monti, 2003)	[m s <sup>-1</sup> ]

*Simboli greci minuscoli:*

$\alpha$ = angolo di inclinazione di un pendio	[°]
$\beta$ = coefficiente di dilatazione termica volumetrica	[K <sup>-1</sup> ]
$\theta$ = temperatura potenziale	[K]

---

$\theta_0$ = temperatura potenziale di riferimento	[K]
$\theta_m$ = scostamento dalla temperatura potenziale dell'ambiente in condizioni di quiete	[K]
$\theta_m'$ = componente fluttuante dello scostamento dalla temperatura potenziale di riferimento in condizioni di quiete	[K]
$\overline{\theta_m}$ = componente media dello scostamento dalla temperatura potenziale di riferimento in condizioni di quiete	[K]
$\theta_{m0}$ = scostamento dalla temperatura potenziale dell'ambiente in condizioni di quiete sulla superficie del pendio	[K]
$\theta_A$ = componente variabile con la quota della temperatura potenziale dell'ambiente in condizioni di quiete	[K]
$\theta_E$ = temperatura potenziale dell'ambiente in quiete nel modello di Hunt et al. (2003)	[K]
$\theta_Q$ = temperatura potenziale dell'ambiente in condizioni di quiete	[K]
$\theta_R$ = temperatura potenziale di riferimento nel modello di Manins e Sawford (1979)	[K]
$\kappa$ = coefficiente di diffusività termica	[m <sup>2</sup> s]
$\lambda$ = coefficiente di conducibilità termica	[kg m K <sup>-1</sup> s <sup>-3</sup> ]
$\nu$ = coefficiente di viscosità cinematica	[m <sup>2</sup> s]
$\rho$ = densità	[kg m <sup>-3</sup> ]
$\rho_0$ = densità di riferimento	[kg m <sup>-3</sup> ]
$\rho_Q$ = densità in condizioni di quiete	[kg m <sup>-3</sup> ]
$\rho_A$ = componente variabile con la quota della densità in condizioni di quiete	[kg m <sup>-3</sup> ]
$\rho_m$ = scostamento dalla densità di riferimento in condizioni di quiete	[kg m <sup>-3</sup> ]
$\rho_R$ = densità di riferimento nel modello di Manins e Sawford (1979)	[kg m <sup>-3</sup> ]
$\tau$ = sforzo di taglio (normalizzato con la densità)	[m <sup>2</sup> s <sup>-2</sup> ]
$\omega$ = vorticità	[s <sup>-1</sup> ]

*Simboli greci maiuscoli:*

$\Gamma$ = gradiente di stratificazione termica	[K m <sup>-1</sup> ]
$\Gamma_S$ = flusso della vorticità (attraverso una superficie) o circuitazione della vorticità	[m <sup>2</sup> s]
$\Gamma_U$ = fattore di scala della velocità caratteristica nel modello di Hunt et al. (2003)	
$\Delta$ = galleggiamento caratteristico secondo il modello di Manins e Sawford (1979)	[m s <sup>-2</sup> ]
$\Delta b$ = galleggiamento	[m s <sup>-2</sup> ]
$\Delta T_m$ = intensità dell'isola di calore	[K]
$\Delta\theta$ = scostamento della temperatura potenziale dal valore che $\theta_E$ assume all'estremo superiore dello strato di mescolamento	[K]

## Introduzione

Nel corso delle ultime decine di anni è divenuta sempre più consistente la parte dell'umanità che risiede e lavora in territorio urbano. Nelle zone dove è più forte la presenza di agglomerati urbani, e quindi di attività umane produttive, l'alterazione di fattori che influenzano il microclima e la qualità dell'aria assume un'importanza maggiore. La qualità dell'aria è legata alla presenza di sostanze la cui distribuzione nel territorio dipende dalle caratteristiche delle sorgenti che le immettono nell'aria, ma anche dai moti atmosferici che hanno luogo nell'area di immissione. In molti casi è stata osservata un'eccessiva concentrazione di inquinanti in alcuni centri urbani situati in zone vallive, e sono molti i tentativi di comprendere quali siano i meccanismi, anche di natura fluidodinamica, che portano le zone con una particolare topografia ad essere soggette a problemi di cattiva qualità dell'aria. Per una comprensione delle dinamiche e della distribuzione delle sostanze inquinanti in ambiente urbano è necessaria la conoscenza dei fenomeni caratteristici che avvengono nello strato limite atmosferico ad una scala di decine di Km. Questi fenomeni di circolazione assumono particolare importanza nell'inquadramento delle situazioni in cui un agglomerato urbano non è soggetto all'azione di venti a scala sinottica (migliaia di Km) particolarmente intensi, che distruggerebbero la circolazione a scale inferiori e favorirebbero l'allontanamento di eventuali inquinanti.

I fenomeni di circolazione alla scala di decine di Km, classificata come mesoscala  $\beta$ , possono essere distinti per semplicità in brezze, di mare e di terra, che sono proprie di un ambiente costiero, correnti di pendio anabatiche e catabatiche e correnti di valle, dovute alla presenza di rilievi sul territorio, circolazione legata alla presenza di un'isola urbana di calore. Tanto le brezze quanto le correnti di valle non sono trattate nell'ambito di questa tesi. Per ciascuna delle classi di fenomeni nominate giocano un ruolo importante le caratteristiche disomogenee degli scambi termici tra la superficie terrestre e lo strato più basso dell'atmosfera.

Le correnti anabatiche sono indotte dal riscaldamento diurno dei pendii dei rilievi montuosi, lungo i quali l'aria scaldata risale verso monte dalle zone pianeggianti circostanti. La presenza di una componente orizzontale di questo campo di moto, che si somma alla componente verticale caratteristica delle correnti convettive su un terreno pianeggiante, è dovuta alle differenze di temperatura che si stabiliscono tra i punti vicini al pendio, e quindi maggiormente riscaldati, e i punti lontani da esso situati ad uguali quote. Le correnti catabatiche, che intervengono dopo il tramonto, sono causate dal raffreddamento del terreno, che dà luogo ad uno scivolamento dell'aria più fredda lungo la superficie del pendio con il quale essa si trova a contatto.

I meccanismi propri delle correnti di pendio sono stati compresi in modo efficace grazie ad alcuni studi teorici, dai più semplici che si richiamano ad un'applicazione del teorema di Kelvin – Bjerknes (*Drazin & Howard, 1966*) o al modello di *Prandtl (1952)*, con soluzione analitica, a più complessi, come gli studi di *Ye et al. (1987)*, di *Hunt et al. (2003)* per le correnti anabatiche e di *Manins & Sawford (1979)* per le correnti catabatiche, che non

consentono di avere una soluzione analitica, se non in casi particolarmente semplici. Ridotto è invece il numero dei lavori sperimentali, nell'ambito dei quali sono state indagate le caratteristiche del moto e della temperatura sia in caso di riscaldamento (*Deardorff & Willis, 1987; Reuten et al., 2007; Princevac & Fernando, 2007*) che di raffreddamento (*Mitsumoto, 1989; Chen et al., 1996; Fernando et al., 2006*) di topografie semplici. Le correnti di pendio sono state anche simulate con modelli numerici, con i quali si è potuto tenere conto di alcune complicazioni presenti in ambiente reale, quali la sovrapposizione con correnti di origine diversa (*Skyllingstad, 2003; Serafin & Zardi 2010a, 2010b, 2011*). Esiste inoltre un gran numero di studi condotti con misurazioni in campo, che permettono di tenere conto della complessità della topografia e dell'interazione con moti atmosferici di varia natura (*Brehm & Freytag, 1982; Blumen, 1984; Horst & Doran, 1986; Princevac et al., 2001; Monti et al., 2002; Pardyjak et al., 2002*).

Le correnti di valle hanno luogo in topografie tridimensionali, dove la linea del fondo valle non è orizzontale, ma ha una certa pendenza. Esse vengono generate con meccanismi analoghi a quelli delle correnti di pendio, con le quali coesistono (*Rampanelli & Rotunno, 2004; Serafin & Zardi, 2011*). Di giorno, le correnti anabatiche richiamano un moto di risalita lungo la linea del fondo valle, che si compone ai moti delle stesse correnti innescando una circolazione spiraliforme su ciascuno dei versanti della valle. Di notte, le correnti catabatiche portano invece l'aria raffreddata a confluire dai pendii verso il fondo valle, lungo il quale avviene un ulteriore scivolamento verso il basso; anche in questo caso il moto complessivo che deriva dalla composizione delle due correnti ha la forma di una spirale, percorsa in verso opposto rispetto a quella relativa al caso diurno.

Le isole urbane di calore sono il risultato della presenza stabile di anomalie termiche in corrispondenza di aree urbane, che si registrano in molti centri abitati di medie e grandi dimensioni. Esse sono attribuite al surriscaldamento, legato a caratteristiche proprie di un ambiente urbano, rispetto alle aree rurali che lo circondano (*Oke, 1995*). Intorno ad un'isola urbana di calore si forma un moto orizzontale convergente, che alimenta dal basso una corrente ascensionale, la quale ad una certa altezza diverge, dando luogo ad un moto che riporta l'aria in lenta discesa verso le zone periferiche.

Lo studio delle isole urbane di calore è stato affrontato con approccio teorico e sperimentale da *Lu et al. (1997a e 1997b)*, i quali hanno riprodotto in laboratorio un'isola di calore in un ambiente termicamente stratificato, riuscendo a mettere in luce le relazioni tra le grandezze principali che descrivono il fenomeno. Varie simulazioni numeriche integrate con misurazioni in ambiente urbano hanno consentito di ricostruire la circolazione in alcune isole di calore, come quelle di Tokyo (*Yoshikado, 1992 e 1994*) e di Atene (*Martilli et al., 2003*). Anche molte misurazioni in ambiente urbano mettono in evidenza la circolazione e le caratteristiche del campo termico propri di una città, come nello studio di *Fast (2004)* sull'area di Phoenix e in quello di *Puygrenier et al. (2005)* a Marsiglia che riassume i risultati di studi compiuti intorno a varie città.

Negli ultimi anni, a queste conoscenze, si aggiungono i contributi di studi sulla circolazione dovuta alla compresenza di correnti di pendio ed isola urbana di calore.

Interazioni tra i due fenomeni sono state studiate in alcuni lavori numerici (*Fujino et al, 1999; Savijarvi & Liya, 2001*) e in campagne di misurazioni sul campo (*Asaeda et al., 2000*).

In questo lavoro si è studiata l'azione delle correnti di pendio sia in assenza sia in presenza di un'isola urbana di calore, analizzando i casi in cui la valle è aperta e delimitata da un unico pendio ed in casi in cui la valle è chiusa e simmetrica. Lo studio di questi fenomeni è avvenuto mediante la misurazione e la ricostruzione del campo fluidodinamico con tecniche di analisi d'immagine e del campo termico con termocoppie. La determinazione simultanea dei campi di velocità e temperatura, oltre a rappresentare uno degli aspetti più originali del presente lavoro, costituisce un requisito fondamentale per una descrizione accurata dei fenomeni oggetto di studio.

La tesi è così organizzata: nel capitolo 1 vengono presentati i modelli teorici descrittivi di entrambi i fenomeni di interesse, correnti di pendio e isole urbane di calore, e una descrizione dettagliata dei contributi sperimentali in letteratura; nel capitolo 2 verrà descritto brevemente l'apparato sperimentale, poi verranno illustrati i risultati delle prove (cap. 3), quindi verranno confrontati i risultati degli esperimenti condotti con i dati di letteratura (cap. 4).

# 1. CIRCOLAZIONE NELLO STRATO LIMITE ATMOSFERICO

## 1.1. Introduzione

Le correnti anabatiche sono generate dal trasferimento di calore dal terreno agli strati contigui dell'atmosfera, in seguito all'assorbimento di energia dovuto all'irraggiamento solare diurno dei pendii dei rilievi montuosi. Tali correnti sono caratterizzate dalla risalita di aria lungo i pendii. Durante il giorno, infatti, il moto medio dell'aria ha una componente tangenziale, parallela alla superficie del terreno, che è la conseguenza della differente temperatura assunta da punti alla stessa quota a seconda che siano più vicini al pendio, e quindi più caldi, o più lontani da esso, e quindi più freddi; questa componente non si riscontra nel caso di convezione su terreni piani. Le correnti catabatiche sono quelle che intervengono dopo il tramonto; esse sono innescate dal raffreddamento dell'aria che si trova a contatto con un terreno in pendenza, conseguente alla radiazione emessa dall'aria che in assenza di irraggiamento solare è compensata solo parzialmente dall'assorbimento; l'aria raffreddata subisce un aumento di densità e scivola verso valle. L'aria fredda si deposita a fondo valle, dando inizio alla formazione ed all'accrescimento di un ambiente calmo e stratificato stabilmente, che viene chiamato piscina fredda.

In un pendio reale, in zone interessate dalla presenza umana, la velocità di una corrente anabatica è solitamente compresa tra 1 m/s e 5 m/s, ed il suo spessore può essere anche di 100-150 m, mentre le correnti catabatiche hanno velocità tra 1 e 6 m/s e spessori di 10-20 m (*Whiteman, 2000; Simpson, 1994*), ma in alcuni casi sono state misurate anche velocità di 20 m/s e valutati spessori di 100 m. Alle correnti di pendio sono associate delle correnti di ritorno che agiscono a quote superiori, sono dirette in verso opposto, hanno velocità minori e spessori maggiori; le correnti di ritorno non sono state ancora dettagliatamente osservate con misure sul campo.

L'isola urbana di calore è una circolazione caratteristica che si riscontra in presenza di una città, ed è contraddistinta da una temperatura media che nelle zone centrali dell'area urbana risulta permanentemente più alta rispetto a quella delle zone periferiche o limitrofe extraurbane. Questa distribuzione di temperatura comporta una circolazione formata da una corrente ascensionale centrale, alimentata in basso da un flusso radiale convergente, ed un movimento divergente in alto a chiusura della circolazione. Alcuni dei fattori principali che danno origine all'isola urbana di calore sono una minore copertura vegetale del suolo cittadino, con conseguente riduzione della superficie traspirante, un'elevata scabrezza dello stesso, la presenza di materiali termicamente molto assorbenti (come l'asfalto), un'elevata

concentrazione di gas serra, la produzione di calore dovuta alle attività umane (Oke, 1995).

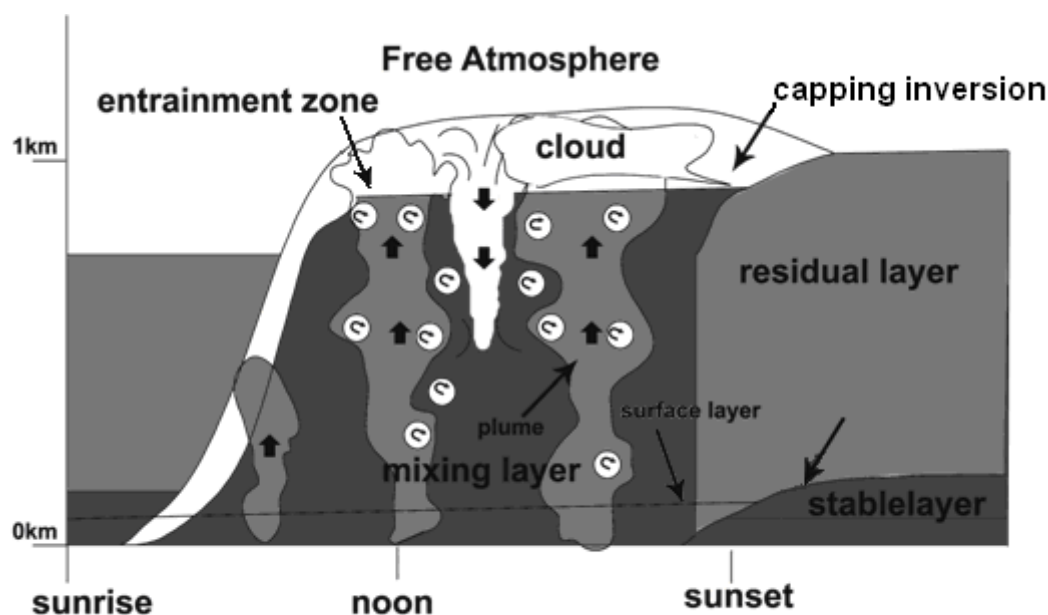


Figura 1.1 – Evoluzione dello strato limite convettivo

Tali fenomeni si sovrappongono, sempre a scala locale, ai moti convettivi caratteristici dello strato limite atmosferico, che è la porzione dell'atmosfera dove si risente dell'influenza diretta della superficie terrestre, quindi della topografia del suolo, dell'attrito e degli scambi termici e di massa con esso. All'interno dello strato limite è possibile individuare e distinguere delle zone con caratteristiche particolari, la cui presenza e i cui rapporti cambiano a seconda della regione geografica, ed evolvono nel tempo, seguendo una periodicità giornaliera (Stull, 1988). Tracciando uno schema semplificato (Figura 1.1) riconosciamo all'interno dello strato limite uno strato superficiale, uno strato di mescolamento, uno strato residuo, uno strato di inversione, al di sopra dei quali si estende l'atmosfera libera, cioè la restante parte dell'atmosfera, che non risente significativamente della presenza del terreno. Lo strato superficiale è la zona a contatto con il terreno in cui i flussi turbolenti delle grandezze fisiche di interesse variano meno del 10 % rispetto al valore che assumono vicino alla superficie del terreno. La quota alla quale si eguagliano la produzione meccanica di energia cinetica e la produzione di energia cinetica dovuta alle forze di galleggiamento è detta lunghezza di Monin-Obukhov. In molti casi questa lunghezza coincide con l'altezza dello strato superficiale.

Lo strato di mescolamento è caratterizzato dalla prevalenza dei fenomeni convettivi. Le grandezze in gioco tendono a distribuirsi uniformemente nello spazio, e durante il periodo diurno di un ciclo giornaliero lo spessore di questo strato cresce nel tempo, espandendosi verso l'alto.

Lo strato di inversione è lo strato che si forma al limite superiore dello strato di mescolamento ed è caratterizzato da una temperatura crescente con la quota, quindi è

termicamente stabile. Al suo interno avviene il fenomeno dell'entrainment, cioè l'intrusione di aria che passa progressivamente dallo strato superiore allo strato inferiore per l'azione del mescolamento generato dal moto che si verifica all'interfaccia tra i due strati; questo è il meccanismo che fa aumentare nel tempo lo spessore dello strato limite.

Al di sopra dello strato limite atmosferico si estende l'atmosfera libera, o strato geostrofico, che non è direttamente influenzato dalla presenza del suolo. I venti geostrofici assumono un ruolo fondamentale nello studio della dinamica delle masse d'aria a scala sinottica e se sono forti i loro effetti prevalgono su quelli dei venti alla scala locale qui trattati.

Quando le forzanti termiche che alimentano i moti convettivi si fermano, lo strato di mescolamento lascia il posto allo strato residuo (o strato di mescolamento residuo), che è in realtà lo stesso strato di mescolamento nella condizione in cui la turbolenza va progressivamente decadendo, per la dissipazione legata alle forze viscosi. Qui le grandezze di interesse sono uniformi nello spazio, ma lo spessore dello strato va assottigliandosi nel tempo, in seguito al raffreddamento del terreno. Infatti lo strato residuo tende a perdere le sue porzioni più vicine al terreno man mano che queste vengono raffreddate dal basso. L'aria maggiormente raffreddata si stabilizza vicino al terreno mentre gli strati via via più lontani si raffreddano più lentamente; questo processo causa la formazione di uno strato stabile a contatto con il terreno, che è caratterizzato da un gradiente verticale di temperatura potenziale positivo e che cresce verso l'alto, sottraendo progressivamente gli strati inferiori allo strato residuo sovrastante. All'interno di uno strato stabile prevalgono le forze di galleggiamento, che tendono a smorzare rapidamente i moti turbolenti.

Nello strato limite atmosferico la pressione, la densità e la temperatura potenziale dell'aria si possono esprimere come somme di una prima componente costante di riferimento, di una seconda distribuita in funzione della quota, che insieme alla prima è riferita ad uno stato di quiete dell'atmosfera, e di una terza introdotta come variazione dovuta al moto rispettivamente (1.1.1, 1.1.2, 1.1.3).

$$p(x, y, z, t) = p_0 + p_A(z) + p_m(x, y, z, t) = p_Q(z) + p_m(x, y, z, t) \quad (1.1.1)$$

$$\rho(x, y, z, t) = \rho_0 + \rho_A(z) + \rho_m(x, y, z, t) = \rho_Q(z) + \rho_m(x, y, z, t) \quad (1.1.2)$$

$$\theta(x, y, z, t) = \theta_0 + \theta_A(z) + \theta_m(x, y, z, t) = \theta_Q(z) + \theta_m(x, y, z, t) \quad (1.1.3)$$

Per strati di spessore limitato rispetto all'intera estensione verticale dello strato limite atmosferico, nel caso della pressione si considera la seconda componente linearmente decrescente in funzione dell'altezza, secondo una distribuzione idrostatica (1.1.4); nel caso della densità si può trascurare la seconda componente, dati i valori molto bassi che questa assume in porzioni di piccolo spessore dello strato limite atmosferico (1.1.5).

$$p(x, y, z, t) = p_0 - \rho_0 g z + p_m(x, y, z, t) \quad (1.1.4)$$

$$\rho(x, y, z, t) = \rho_0 + \rho_m(x, y, z, t) \quad (1.1.5)$$



All'interno dello strato limite le equazioni di bilancio della massa, della quantità di moto e dell'energia termica date in forma generale vengono modificate in base alle ipotesi di Boussinesq e di Poisson ed all'equazione di stato dei gas perfetti applicata alle perturbazioni della temperatura potenziale e della densità dovute al moto. Esse assumono la seguente forma:

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0 \quad (1.1.6)$$

$$\frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_x}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_m}{\partial x} + v \left( \frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial z^2} \right) \quad (1.1.7)$$

$$\frac{\partial v_y}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_y}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_m}{\partial y} + v \left( \frac{\partial^2 v_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_y}{\partial z^2} \right) \quad (1.1.8)$$

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_z}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_z}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} = -\frac{\rho_m}{\rho_0} g - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_m}{\partial z} + v \left( \frac{\partial^2 v_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right) \quad (1.1.9)$$

$$\rho c_v \left( \frac{\partial T}{\partial t} + v_x \frac{\partial T}{\partial x} + v_y \frac{\partial T}{\partial y} + v_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \rho Q_s + \lambda \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \quad (1.1.10)$$

## 1.2. Correnti di pendio

E' possibile spiegare il meccanismo di formazione delle correnti di pendio con l'applicazione del teorema di Kelvin – Bjerknes ad un campo delimitato inferiormente da un terreno inclinato (*Drazin & Howard, 1966*). Se si suppone che nel campo siano verificate le ipotesi del teorema, cioè se l'atmosfera si può considerare un fluido perfetto e baroclinico, ossia la cui densità non dipende unicamente dalla pressione, e se le forze di Coriolis possono ritenersi trascurabili, dette  $\mathbf{u}$  la velocità,  $\boldsymbol{\omega}$  la vorticità e  $C$  la circuitazione di  $\mathbf{u}$  lungo la linea chiusa  $\ell$  che delimita la superficie aperta  $S$

$$C = \oint_{\ell=\partial S} \mathbf{u} \cdot d\boldsymbol{\ell} \quad (1.2.1)$$

risulta verificata la relazione:

$$\frac{D}{Dt} \iint_S \boldsymbol{\omega} \cdot \mathbf{n} dS = \iint_S \frac{\nabla \rho \times \nabla p}{\rho^2} \cdot \mathbf{n} dS \quad (1.2.2)$$

Nel caso in cui l'atmosfera è in quiete e stratificata stabilmente, le superfici isoterme, isocore ed isobare sono orizzontali e parallele tra di esse. Durante il periodo diurno il riscaldamento del suolo avviene in modo disomogeneo in presenza di un pendio, perché l'aria

nei punti prossimi alla sua superficie si scalda maggiormente che in punti lontani da esso situati alla medesima quota; a causa di questo riscaldamento differenziale le isoterme e le isocore subiscono una deviazione verso il basso nella zona prossima al pendio (Figura 1.2a).

In questo caso il gradiente di pressione ed il gradiente di densità non sono paralleli e di conseguenza risulta non nullo il vettore baroclino:

$$\nabla\rho \times \nabla p \neq 0 \quad (1.2.3)$$

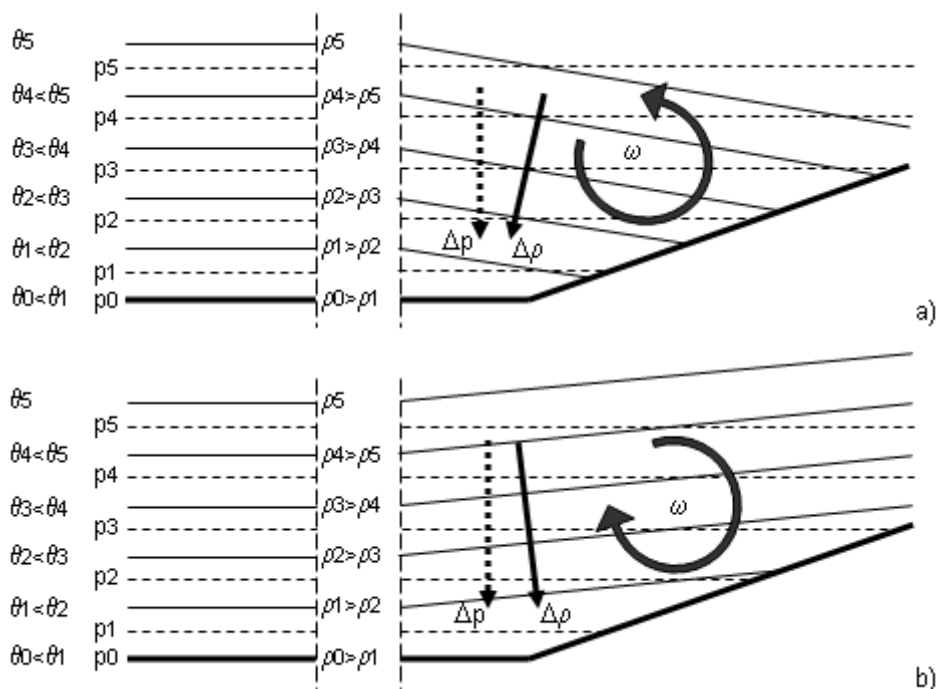


Figura 1.2 - Schematizzazione dell'andamento delle superfici isoterme ed isobare in presenza delle correnti di pendio (a) anabatiche e (b) catabatiche

Si ha quindi una variazione nel tempo della circuitazione della velocità nella zona sovrastante il pendio.

$$\frac{D}{Dt} \iint_S \boldsymbol{\omega} \cdot \mathbf{n} dS \neq 0 \quad \Rightarrow \quad \Gamma_s \neq 0 \quad (1.2.4)$$

Ciò corrisponde ad una circolazione nella quale l'aria che si trova sopra il pendio si muove lungo la sua superficie risalendolo e, a quote più alte, si muove in verso contrario discendendo verso il fondo della valle. Nel periodo notturno si ha un raffreddamento disomogeneo dell'aria, che corrisponde ad una deviazione verso l'alto delle isoterme e delle isocore in prossimità del pendio (Figura 1.2b); come è facile verificare, in questa situazione la circolazione dell'aria avviene nel verso opposto a quello diurno, e lungo il pendio si forma una corrente d'aria discendente.

### 1.2.1 Modello analitico di Prandtl

Una descrizione molto semplice della dinamica delle correnti di pendio viene fornita dal modello analitico di Prandtl. Il modello di Prandtl descrive il moto di una corrente innescata dalla variazione della temperatura su un pendio di pendenza  $\alpha$  che delimita inferiormente una porzione di strato limite atmosferico termicamente stratificato con gradiente  $\Gamma$ , definito in questo caso come  $\Gamma = \frac{\partial T}{\partial z}$ . Detti  $s$ ,  $n$  gli assi del sistema di riferimento, con origine in un punto generico  $O$  del pendio, dove  $s$  è l'asse parallelo alla direzione di massima pendenza del pendio ed  $n$  è l'asse perpendicolare alla superficie del pendio (Figura 1.3), e dette  $u$  e  $w$  le relative componenti della velocità, il modello di Prandtl si fonda sulle seguenti ipotesi semplificative:

il pendio è piano ed infinitamente esteso (1.2.5),

il moto del fluido è laminare, bidimensionale e stazionario (1.2.6),

la sola componente della velocità non trascurabile è quella lungo l'asse  $s$  (1.2.7), la cui derivata rispetto ad  $s$  è trascurabile (1.2.8),

l'ambiente è caratterizzato da una distribuzione lineare della temperatura potenziale in funzione della quota (1.2.9) con una perturbazione dovuta alla presenza del campo di moto uniforme su tutto il pendio (1.2.10).

Le suddette ipotesi possono essere espresse formalmente come segue:

$$\alpha = \text{cost} \quad (1.2.5)$$

$$\frac{\partial \bullet}{\partial t} = 0 \quad (1.2.6)$$

$$w \ll u \quad (1.2.7)$$

$$\frac{\partial u}{\partial s} = 0 \quad (1.2.8)$$

$$\theta(x, y, z, t) = \theta_0 + \Gamma z + \theta_m(x, y, z, t) \quad (1.2.9)$$

$$z = s \sin \alpha + n \cos \alpha$$

$$\frac{\partial \theta_m}{\partial s} = 0 \quad (1.2.10)$$

Partendo dalle equazioni di bilancio nella forma propria dello strato limite atmosferico, proiettando l'equazione di bilancio della quantità di moto sugli assi  $s$  ed  $n$  del sistema di riferimento assunto, il sistema di equazioni descrittivo del modello assume la seguente forma:

$$\frac{\partial u}{\partial s} + \frac{\partial w}{\partial n} = 0 \quad (1.2.11)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial s} + w \frac{\partial u}{\partial n} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_m}{\partial s} + g \frac{\theta_m}{\theta_0} \sin \alpha + \nu \left( \frac{\partial^2 u}{\partial s^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial n^2} \right) \quad (1.2.12)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial s} + w \frac{\partial w}{\partial n} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_m}{\partial n} + g \frac{\theta_m}{\theta_0} \cos \alpha + \nu \left( \frac{\partial^2 w}{\partial s^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial n^2} \right) \quad (1.2.13)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u \frac{\partial \theta}{\partial s} + w \frac{\partial \theta}{\partial n} = \kappa \left( \frac{\partial^2 \theta}{\partial s^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial n^2} \right) \quad (1.2.14)$$

Utilizzando le ipotesi (1.2.6, 1.2.7 e 1.2.8) e focalizzando l'attenzione su (1.2.12) e (1.2.14) si ha:

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_m}{\partial s} + g \frac{\theta_m}{\theta_0} \sin \alpha + v \frac{\partial^2 u}{\partial n^2} = 0 \quad (1.2.15)$$

$$u \frac{\partial \theta}{\partial s} = \kappa \frac{\partial^2 \theta}{\partial n^2} \quad (1.2.16)$$

Si assume inoltre trascurabile la variazione lungo l'asse  $s$  della perturbazione della pressione (1.2.17) e si introduce il coefficiente di dilatazione termica,  $\beta$ , che per approssimazione può essere posto pari all'inverso della temperatura di riferimento:

$$\frac{\partial p_m}{\partial s} = 0 \quad (1.2.17)$$

Le (1.2.15) e (1.2.16), trasformate anche in base alle (1.2.9) e (1.2.10) divengono quindi:

$$\frac{\theta_m}{\theta_0} g \sin \alpha + v \frac{\partial^2 u}{\partial n^2} = 0 \quad (1.2.18)$$

$$u \Gamma \sin \alpha = \kappa \frac{\partial^2 \theta_m}{\partial n^2} \quad (1.2.19)$$

Le condizioni al contorno da associare alle precedenti due equazioni (1.2.18) e (1.2.19) sono le seguenti:

$$n = 0 \rightarrow \begin{cases} u = 0 \\ \theta_m = \theta_{m0} \end{cases} \quad (1.2.20)$$

$$n \rightarrow \infty \rightarrow \begin{cases} u = 0 \\ \theta_m = 0 \end{cases} \quad (1.2.21)$$

dove  $\theta_{m0}$  è la perturbazione della temperatura potenziale durante il riscaldamento o raffreddamento sulla superficie del terreno.

Dal modello di Prandtl si ottengono le espressioni delle perturbazioni della temperatura (1.2.22) e della velocità lungo il pendio (1.2.23) in funzione della distanza da esso lungo l'asse  $n$ , che risultano dalla soluzione analitica del sistema di equazioni differenziali (1.2.18 – 1.2.21) rappresentativo del modello:

$$\theta_m = \theta_{m0} e^{-\frac{n}{A}} \cos\left(\frac{n}{A}\right) \quad (1.2.22)$$

$$u = \theta_{m0} B e^{-\frac{n}{A}} \sin\left(\frac{n}{A}\right) \quad (1.2.23)$$

con le costanti A e B che riassumono le due espressioni seguenti:

$$A^4 = \frac{4\theta_0 \kappa \nu}{g\Gamma \sin^2 \alpha} \quad (1.2.24)$$

$$B^2 = \frac{g\kappa}{\nu\Gamma\theta_0} \quad (1.2.25)$$

La velocità e la temperatura assumono la seguente rappresentazione (Figura 1.3):

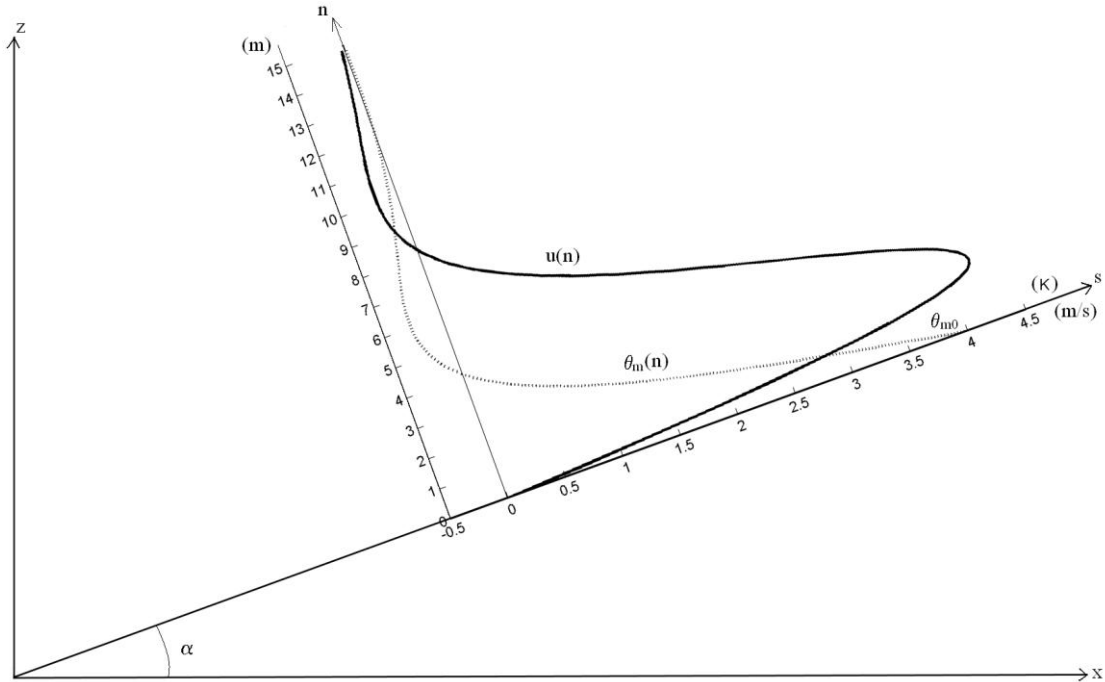


Figura 1.3 - Andamenti della perturbazione della temperatura potenziale e della velocità nella soluzione del modello di Prandtl (con  $\theta_{m0}=4$  K e  $\Gamma=40$  K m<sup>-1</sup>).

Il punto dove cade il valore massimo della componente tangenziale della velocità lungo il pendio è

$$n_{\max} = \frac{\pi}{4} \sqrt[4]{\frac{4\theta_0 \kappa \nu}{g\Gamma \sin^2 \alpha}} \quad (1.2.26)$$

avendo esplicitato il coefficiente A in base alla (1.2.24).

Il valore medio della velocità massima, che non dipende dalla pendenza del pendio, è determinato dalla seguente espressione:

$$u_{\max} = \frac{\sqrt{2}}{2} e^{-\frac{\pi}{4}} \theta_{m0} B \quad (1.2.27)$$

Per il caso turbolento, partendo dalle equazioni di bilancio per i flussi turbolenti, si ricavano due equazioni formalmente uguali alle (1.2.18) e (1.2.19), ma con  $u$  e  $\theta_m$  sostituiti dalle stesse grandezze mediate e con i flussi della quantità di moto e del calore modellati utilizzando una chiusura al primo ordine (1.2.28 – 1.2.29, *Oerlemans, 1998*).

$$\overline{u'w'} = -K_m \frac{\partial \overline{u}}{\partial n} \quad (1.2.28)$$

$$\overline{w'\theta'_m} = -K_b \frac{\partial \overline{\theta_m}}{\partial n} \quad (1.2.29)$$

Qui  $K_b$  e  $K_m$  sono definiti come coefficienti di scambio rispettivamente del galleggiamento e della quantità di moto. Il sistema di equazioni che ne risulta è il seguente (1.2.30 – 1.2.31):

$$\frac{\overline{\theta_m}}{\theta_0} g \sin \alpha = -\frac{\partial}{\partial n} \left( K_m \frac{\partial \overline{u}}{\partial n} \right) \quad (1.2.30)$$

$$\overline{u} \Gamma \sin \alpha = \frac{\partial}{\partial n} \left( K_b \frac{\partial \overline{\theta_m}}{\partial n} \right) \quad (1.2.31)$$

Tale sistema può essere risolto con condizioni al contorno analoghe alle (1.2.20 e 1.2.21), portando a delle soluzioni che possono essere anch'esse assimilate formalmente a quelle del caso laminare (1.2.22 e 1.2.23), con  $\kappa$  e  $\nu$  sostituiti rispettivamente da  $K_b$  e  $K_m$ .

L'espressione della velocità massima (mediata) e della distanza lungo l'asse  $n$  alla quale essa si trova sono anch'esse formalmente identiche a quelle mostrate per il caso laminare (con le opportune sostituzioni sopra descritte per i coefficienti di scambio).

Si può esplicitare la dipendenza della velocità e della perturbazione della temperatura potenziale dal flusso di galleggiamento sulla superficie del pendio, dato che questo assume in corrispondenza della superficie del pendio la forma che segue, in base alla (1.2.29):

$$F_s = -\frac{K_b g}{\theta_0} \frac{\partial \overline{\theta_m}}{\partial n} \bigg|_{z=0} = \frac{K_b g \theta_{mo}}{\theta_0 A} \quad (1.2.32)$$

Il coefficiente di scambio del galleggiamento può essere quindi espresso in questo modo:

$$K_b = \frac{2}{\sin \alpha} \left( \frac{F_s \theta_0}{g \theta_{m0}} \right)^2 \sqrt{\frac{\theta_0 \text{Pr}}{g \Gamma}} \quad (1.2.33)$$

Qui ci si limiterà a dare le formulazioni della velocità massima e della distanza di velocità massima. La relazione (1.2.33) può essere sostituita nella (1.2.26), portando alle seguenti espressioni per la  $n_{\max}$  e la  $u_{\max}$  (1.2.34 e 1.2.35):

$$n_{\max} = \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{\text{Pr}}{\Gamma}} \left( \frac{\theta_0}{g} \right)^{3/2} \frac{F_s}{\theta_{m0} \sin \alpha} \quad (1.2.34)$$

$$u_{\max} = \frac{\sqrt{2}}{2} e^{-\frac{\pi}{4}} \theta_{m0} \tilde{B} \quad (1.2.35)$$

dove  $\tilde{B}$  è formalmente analoga a  $B$ , ma dipende dai coefficienti di scambio del flusso turbolento  $K_m$  e  $K_b$  (1.2.36).

$$\tilde{B}^2 = \frac{g K_b}{K_m \Gamma \theta_0} \quad (1.2.36)$$

Nella (1.2.34) la dipendenza di  $n_{\max}$  da  $F_s$  compare esplicitamente, mentre nelle (1.2.35) e (1.2.36) si osserva la dipendenza di  $u_{\max}$  da  $K_b$ , quindi anche da  $F_s$  attraverso la relazione (1.2.33).

La velocità massima aumenta con il flusso di calore e con l'accrescimento della temperatura potenziale sul pendio, mentre diminuisce con il gradiente di stratificazione e con la pendenza.

## 1.2.2 Modello analitico di Manins e Sawford

Un modello teorico specificamente descrittivo delle correnti catabatiche, con minori semplificazioni rispetto a quello precedentemente descritto, è quello proposto da *Manins & Sawford (1979)* che, trascurando le variazioni locali delle grandezze fisiche in gioco, fornisce la velocità caratteristica dello spessore di aria interessato dal processo di raffreddamento. Il pendio viene supposto uniforme con inclinazione costante  $\alpha$ , con larghezza infinita, così che si possano trascurare gli effetti di bordo e il moto si possa considerare bidimensionale. Il pendio ha un'origine nella propria sommità, detta  $O$ , e di lì ha estensione infinita verso valle. Si introducono due sistemi di riferimento, entrambi aventi origine in  $O$ : il sistema  $xz$ , che presenta assi orientati orizzontalmente e verticalmente, ed il sistema  $sn$ , analogo a quello introdotto nel sottoparagrafo 1.2.1 ma con l'asse  $s$  orientato verso valle. Il flusso di calore

scambiato dall'atmosfera con il pendio è indicato con  $\dot{Q}$ , mentre il flusso di calore scambiato per irraggiamento dallo strato di atmosfera interessato dal raffreddamento è chiamato  $R$ . Si suppone che, in condizioni di quiete, l'aria dell'ambiente in cui si trova il pendio sia caratterizzata da una stratificazione termica stabile e da una distribuzione idrostatica della pressione. Identificato con  $\overline{u'w'}$  l'unico termine del tensore di Reynolds che si considera assuma importanza, si può scrivere il sistema di equazioni dato dall'equazione di bilancio della massa, dalle proiezioni lungo gli assi  $s$  e  $n$  dell'equazione di bilancio della quantità di moto e dall'equazione di bilancio dell'energia termica:

$$\theta_Q = \theta_0 - \Gamma(s \sin \alpha - n \cos \alpha) \quad (1.2.37)$$

$$\theta(s, n, t) = \theta_Q(s, n) - \theta_m(s, n, t) \quad (1.2.38)$$

$$\frac{\partial u}{\partial s} + \frac{\partial w}{\partial n} = 0 \quad (1.2.39)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial s} + w \frac{\partial u}{\partial n} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_m}{\partial s} + g \frac{\theta_m}{\theta_0} \sin \alpha - \frac{\partial}{\partial n} \overline{u'w'} \quad (1.2.40)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial s} + w \frac{\partial w}{\partial n} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_m}{\partial n} - g \frac{\theta_m}{\theta_0} \cos \alpha \approx 0 \quad (1.2.41)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u \frac{\partial \theta}{\partial s} + w \frac{\partial \theta}{\partial n} = -\frac{1}{\rho_0 c_p} \frac{\partial R}{\partial n} - \frac{\partial}{\partial n} \overline{w'\theta'} \quad (1.2.42)$$

La (1.2.41) è giustificata da Manins e Sawford (1979) con l'ipotesi di accelerazioni verticali trascurabili dell'aria atmosferica.

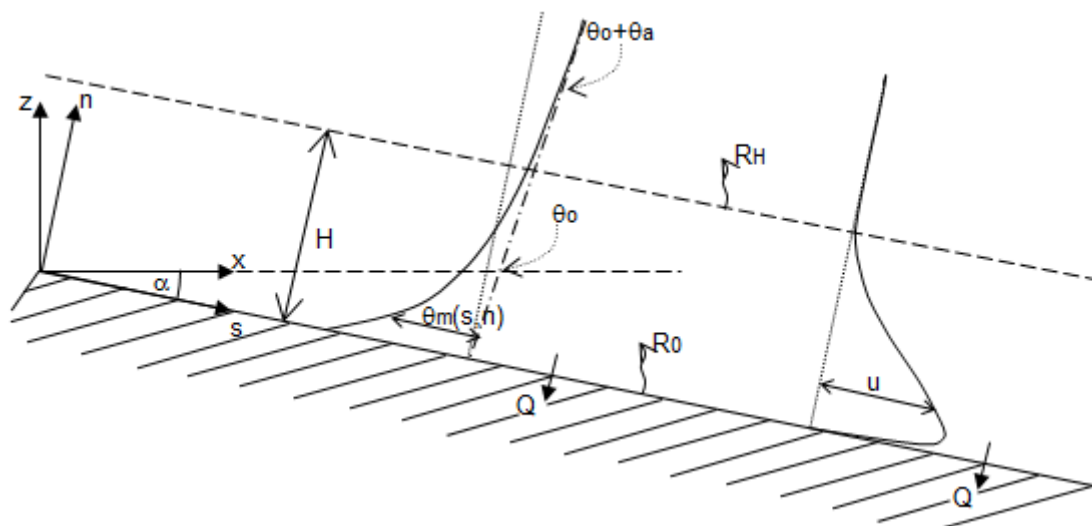


Figura 1.4 - Andamenti della perturbazione della temperatura potenziale e della velocità tangenziale nella soluzione del modello di Manins e Sawford (1979).

Le equazioni che descrivono la corrente catabatica possono essere semplificate se si vanno a sostituire le grandezze che caratterizzano la corrente catabatica reale con equivalenti parametri di scala propri di una corrente catabatica ideale. Tenendo conto che quando  $n \rightarrow H$ ,



dove  $H$  rappresenta un'altezza sufficientemente distante dal pendio in corrispondenza della quale non si risentono gli effetti della corrente catabatica, si verifica che  $u \rightarrow 0$  e  $p \rightarrow p_A$ , e definendo la quantità  $g'$  come gravità ridotta (1.2.43), è possibile ricavare il termine  $p_m$ , integrando la (1.2.41) tra  $n$  e  $H$ :

$$g' = g \frac{\theta_m}{\theta_0} \quad (1.2.43)$$

$$p_m = -\rho_0 g' n \cos \alpha \quad (1.2.44)$$

Se si sostituisce la (1.2.44) nella (1.2.40), integrando la (1.2.40) tra 0 e  $H$  e si indica con  $(\overline{u'w'})_0$  lo sforzo di Reynolds per  $n=0$ , si ottiene la seguente espressione:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_0^H u dn + \frac{\partial}{\partial s} \int_0^H u^2 dn = \frac{\partial}{\partial s} \int_0^H g' n \cos \alpha dn + \int_0^H g' \sin \alpha dn + (\overline{u'w'})_0 \quad (1.2.45)$$

Se si tiene presente la (1.2.42) e che il flusso di calore  $(\overline{w'\theta_m'})_H$  alla quota  $H$  è nullo, si moltiplicano entrambi i membri per  $-g/\theta_R$  e si fanno le dovute semplificazioni, definendo il flusso di galleggiamento  $F_B$ ,

$$F_B = \frac{g}{\rho_0 c_p \theta_0} [(R_H - R_0) - \dot{Q}] \quad (1.2.46)$$

dove  $(R_H - R_0)$  rappresenta la quantità di calore scambiata per irraggiamento all'interno dello strato di atmosfera di altezza  $H$ , viene ricavata l'equazione seguente:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_0^H g' dn + N^2 \sin \alpha \int_0^H u dn - N^2 \cos \alpha \int_0^H w dn + \frac{\partial}{\partial s} \int_0^H u g' dn = F_B \quad (1.2.47)$$

Integrando l'equazione (1.2.39) tra 0 e  $H$  si ottiene:

$$\frac{\partial}{\partial s} \int_0^H u dn + w_H = 0 \quad (1.2.48)$$

Il modello di Manins e Sawford introduce quindi tre parametri di scala della corrente,  $U$ ,  $\Delta$  e  $h$ , rispettivamente velocità, galleggiamento e spessore, che verranno sostituiti nelle equazioni (1.2.45), (1.2.47), (1.2.48)

$$Uh = \int_0^H u dn \quad (1.2.49)$$

$$U^2 h = \int_0^H u^2 dn \quad (1.2.50)$$

$$U \Delta h = \int_0^H u g' dn \quad (1.2.51)$$

$$S1 \Delta h^2 = 2 \int_0^H g' n dn \quad (1.2.52)$$

$$S2 \Delta h = \int_0^H g' dn \quad (1.2.53)$$

$$\int_0^H w dn = w_H H - S3 w_H h \quad (1.2.54)$$

La variabile  $w_H$  è definita come velocità di entrainment, mentre  $S1$ ,  $S2$  e  $S3$  sono dei coefficienti di forma, contenenti le informazioni sulla struttura verticale della corrente e noti a priori. Si può porre:

$$-(\overline{u'w'})_0 = C_D U^2 \quad (1.2.55)$$

$$w_H = -EU \quad (1.2.56)$$

dove  $C_D$  è un parametro dipendente dal grado di stabilità dello strato limite atmosferico ed  $E$  è il coefficiente di entrainment.

Queste grandezze di scala forniscono i flussi di volume, quantità di moto e galleggiamento (per unità di larghezza) identici per la corrente catabatica simulata e per quella reale. I fattori di profilo  $S1$ ,  $S2$  ed  $S3$  assumono il valore unitario per una corrente catabatica ben mescolata. I valori reali dipendono probabilmente dalla scala del flusso; Ellison e Turner (1959) riportano, in base ad esperimenti condotti a scala di laboratorio, valori di 0.25, 0.75 per  $S1$  e  $S2$ , rispettivamente, con  $S2$  crescente fino a 0.9 per i più alti valori del numero di Reynolds studiati.

Sostituendo tutte queste espressioni (1.2.49 - 1.2.56) nelle equazioni (1.2.45), (1.2.47), (1.2.48) si arriva a queste tre equazioni, che descrivono il sistema nel presente modello, le cui incognite sono  $U$ ,  $\Delta$  e  $h$ :

$$\frac{\partial}{\partial t} U h = -\frac{\partial}{\partial s} U^2 h + \frac{\partial}{\partial s} (0.5 S1 \Delta h^2 \cos \alpha) + S2 \Delta h \sin \alpha - C_D U^2 \quad (1.2.57)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} S2 \Delta h + N^2 \sin \alpha U h + N^2 E U \cos \alpha [H - S3 h] + \frac{\partial}{\partial s} U \Delta h = F_B \quad (1.2.58)$$

$$\frac{\partial}{\partial s} U h = E U \quad (1.2.59)$$

Il presente sistema di equazioni ammette una soluzione analitica solo se si verificano le

condizioni stazionarie e se  $N=0$ . Se ci sono le condizioni stazionarie ma  $N>0$  il sistema non ha soluzioni analitiche, ma si possono trovare sue soluzioni numeriche partendo dal parametro di ingresso della soluzione ottenuta analiticamente ponendo  $N=0$ .

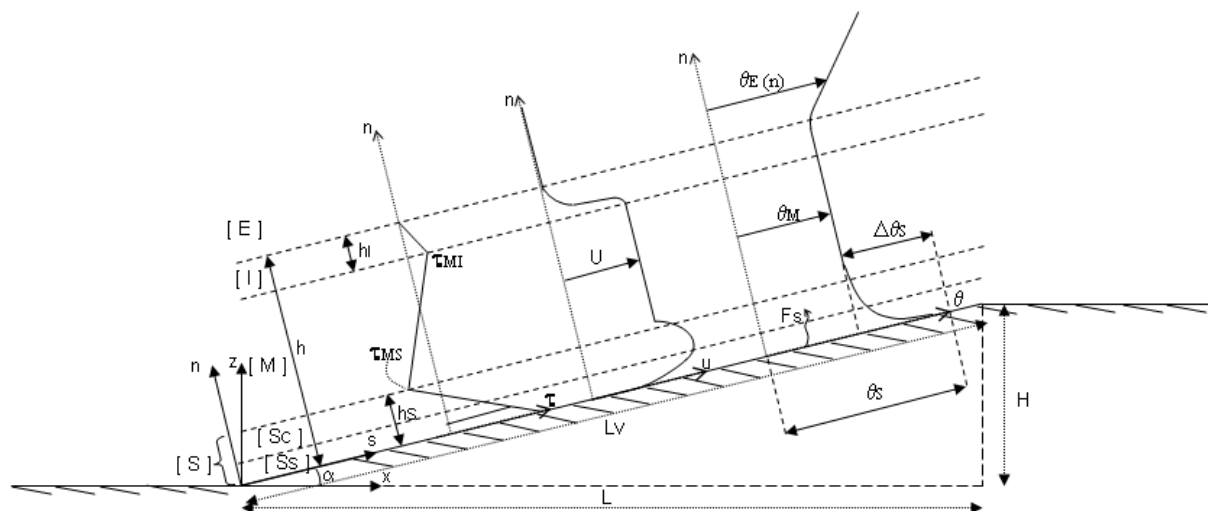


Figura 1.5 - Andamenti della perturbazione della temperatura potenziale e della velocità tangenziale nella soluzione del modello di Hunt et al. (2003).

### 1.2.3 Modello analitico di Hunt et al.

Il moto di una corrente anabatica su un pendio a debole pendenza è descritto dal modello proposto da *Hunt et al (2003)*. In esso viene schematizzato un pendio uniforme, inclinato con angolo costante  $\alpha$ , delimitato superiormente ed inferiormente da due tratti pianeggianti orizzontali, infinitamente esteso in larghezza. Si usano i due sistemi di coordinate con coppie di assi  $xz$  e  $sn$ , entrambi aventi origine nel punto  $O$  alla base del pendio. Si studiano separatamente tre strati paralleli al pendio in cui si immagina di suddividere il sistema, che sono lo strato superficiale (indicato con  $S$ ), lo strato di mescolamento (indicato con  $M$ ) e lo strato di inversione (indicato con  $I$ ); in ciascuno di essi i termini delle equazioni di bilancio hanno pesi relativi diversi, così come il moto che ne viene descritto.

Indicare con  $\bar{u}(s,n,t)$  e  $\bar{w}(s,n,t)$  le medie delle componenti della velocità (in genere con media su 1 ora) lungo le direzioni  $s$  ed  $n$ ,  $\theta_0$  la temperatura potenziale di riferimento scelta come temperatura media lungo il pendio,  $\Delta\theta(s,n,t)$  lo scarto tra  $\theta(s,n)$  e  $\theta_E(s)$ , dove  $\theta_E(s)=\theta_A(s,h)$  è la temperatura potenziale all'altezza dello strato di mescolamento (con la variabile  $\Delta\theta$  uguale a zero nello strato di mescolamento e negativa per fluido con galleggiamento positivo) e  $\alpha\Delta b$  la spinta di galleggiamento lungo il pendio, si possono scrivere in questo modo l'equazione di bilancio della quantità di moto proiettata lungo il pendio e l'equazione di bilancio dell'energia termica:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial s} + \bar{w} \frac{\partial \bar{w}}{\partial n} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_m}{\partial s} - \alpha \Delta b + \frac{\partial \tau}{\partial n} \quad (1.2.60)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \theta}{\partial s} + \bar{w} \frac{\partial \theta}{\partial n} = -\frac{\partial F_\theta}{\partial n} \quad (1.2.61)$$

Si tenga conto della definizione di  $\Delta b$

$$\Delta b = -g \frac{\Delta \theta(s, n, t)}{\theta_0} \quad (1.2.62)$$

Per questo modello si ipotizza che la corrente anabatica non subisca distacco della vena fluida in corrispondenza della sommità del pendio (condizione assicurata se il pendio ha una pendenza bassa, inferiore a 0.1), nel punto in cui la superficie del terreno passa bruscamente da una certa pendenza alla giacitura orizzontale, che la forza di Coriolis sia trascurabile e che siano valide le ipotesi di Boussinesq e di Poisson proprie dello strato limite atmosferico. Si ipotizza inoltre che i termini avvevativi dell'equazione di bilancio della quantità di moto siano trascurabili rispetto a quelli delle forze di galleggiamento (1.2.63), a causa dell'evoluzione molto lenta dello strato di mescolamento, che gli effetti del gradiente di pressione siano trascurabili rispetto a quelli degli altri termini (1.2.64), per l'assenza quasi totale di ricircolo di aria nelle valli non molto strette, che i termini avvevativi dell'equazione di bilancio dell'energia termica siano trascurabili rispetto al flusso di calore (1.2.65). Gli Autori affermano la validità di quest'ultima ipotesi facendo un confronto tra il termine di divergenza del flusso di calore e i termini avvevativi nell'equazione di bilancio dell'energia termica (1.2.61), con il quale essi mostrano che nei casi reali, per pendii di debole pendenza, questi ultimi possono assumere valori di ordini di grandezza inferiori a quelli dei primi, risultando trascurabili.

Le ultime tre ipotesi possono esprimersi formalmente come segue:

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial s} + \bar{w} \frac{\partial \bar{w}}{\partial n} \ll \alpha \Delta b \quad (1.2.63)$$

$$\frac{\partial p_m}{\partial s} \approx 0 \quad (1.2.64)$$

$$\bar{u} \frac{\partial \theta}{\partial s} + \bar{w} \frac{\partial \theta}{\partial n} \ll \frac{\partial F_\theta}{\partial n} \quad (1.2.65)$$

Per le ipotesi (1.2.63, 1.2.64 e 1.2.65) il sistema di equazioni descrittivo del fenomeno si trasforma come segue:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = -\alpha \Delta b + \frac{\partial \tau}{\partial n} \quad (1.2.66)$$

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial t} = - \frac{\partial F_{\theta}}{\partial n} \quad (1.2.67)$$

Date le precedenti equazioni si può analizzare lo sviluppo del flusso nello strato limite convettivo lungo un pendio, imponendo le opportune condizioni al contorno, che al suolo sono

$$\left. \begin{array}{l} \bar{u} = 0 \\ \tau = \tau_s \end{array} \right\} n = z_o \quad (1.2.68)$$

e

$$\left. \begin{array}{l} F_{\theta} = F_{\theta s} \\ \theta = \theta_s \end{array} \right\} n = z_{oT} \quad (1.2.69)$$

dove  $z_o$  è la rugosità,  $z_{oT}$  è la rugosità termica e  $\tau_s$  è lo sforzo di taglio sulla superficie, mentre in quota sono

$$\left. \begin{array}{l} \bar{u} = 0 \\ \tau = 0 \end{array} \right\} n = \infty \quad (1.2.70)$$

e

$$\left. \begin{array}{l} F_{\theta} = 0 \\ \theta = \theta_E \end{array} \right\} n = \infty \quad (1.2.71)$$

Per i tre strati in cui si è stabilito di suddividere lo strato limite si ottengono delle soluzioni, che vengono raccordate tra di esse imponendo la loro continuità alle interfacce tra gli strati. Le variazioni del moto medio possono essere analizzate come se si verificassero in una successione di stati quasi stazionari, perché l'intervallo di tempo che occorre alla corrente per raggiungere i valori di scala  $U_M$  e  $h$  è molto maggiore del tempo necessario affinché le termiche attraversino lo strato limite convettivo.

Lo strato superficiale (S) si può suddividere in due sottostrati: il primo è lo strato superficiale dominato dallo sforzo di taglio (detto SS), che si estende fino ad un'altezza pari alla lunghezza di Monin-Obukhov  $L_* = (u_* / w_*)^3 h$ , dove  $u_*$  è la scala della velocità; il secondo è lo strato superficiale dominato dalla produzione turbolenta (detto SC). Nel sottostrato SS il moto viene assimilato ad un flusso viscoso di parete, con la velocità di scala definita come nella (1.2.72).

$$\tau = u_*^2 \quad (1.2.72)$$

Per esso viene proposta una soluzione data dalle seguenti espressioni della velocità e della componente  $\Delta\theta$  della temperatura potenziale:

$$u(n) = \frac{u_*}{k} \ln \left( \frac{n}{z_0} \right) \quad (1.2.73)$$

$$\Delta\theta(n) - \Delta\theta_s = -\frac{F_{\theta s}}{ku_*} \ln \left( \frac{n}{z_{0T}} \right) \quad (1.2.74)$$

essendo  $\Delta\theta_s$  la differenza tra la temperatura potenziale sul pendio e quella nello strato di mescolamento.

Nel sottostrato SC, dove il moto è governato prevalentemente dalla convezione termica, i vortici turbolenti sono orientati in modo tale da generare una corrente unidirezionale media in risalita lungo il pendio. La soluzione data è la seguente:

$$u(n) \approx U_M - \Delta u_c \left( \frac{n}{L^*} \right)^{-1/3} \quad (1.2.75)$$

$$\Delta\theta(n) \approx \Delta\theta(L^*) \left( \frac{n}{L^*} \right)^{-1/3} \quad (1.2.76)$$

Imponendo la continuità della velocità, dello scarto  $\Delta\theta$  della temperatura potenziale e dei loro rispettivi gradienti alla distanza  $n=L^*$  dal pendio (cioè imponendo per ciascuna delle suddette funzioni l'uguaglianza in quel punto delle forme relative alle due diverse sotto-zone SS e SC), si ottengono le espressioni delle variazioni di velocità e temperatura entro lo strato S:

$$U_M \approx \lambda_U u_* \quad (1.2.77)$$

$$\Delta\theta_s \approx \lambda_\theta F_{\theta s} / u_* \quad (1.2.78)$$

essendo i coefficienti  $\lambda_U$  e  $\lambda_\theta$  definiti come segue:

$$\lambda_U = \ln(L^*/z_0)/k \quad (1.2.79)$$

$$\lambda_\theta = \ln(L^*/z_{0T})/k \quad (1.2.80)$$

Integrando la (1.2.66) sullo spessore dell'intero strato superficiale e trascurando il termine inerziale non stazionario, si ottiene la differenza dello sforzo di taglio ai due estremi dello

strato S:

$$\tau_S - \tau_{MS} \approx -\alpha \int_{z_0}^{h_s} \Delta b dn \approx \alpha g \frac{\Delta \theta_s}{\theta_R} h_s \quad (1.2.81)$$

Nello strato di mescolamento si possono trascurare gli effetti delle forze di galleggiamento rispetto a quelli delle forze inerziali locali, perché questa zona è caratterizzata da mescolamento intenso. L'equazione di bilancio della quantità di moto può essere dunque semplificata come segue:

$$\frac{\partial U_M}{\partial t} = \frac{\partial \tau}{\partial n} \quad (1.2.82)$$

e dall'integrazione di essa sullo spessore dell'intero strato si ricava la seguente espressione della differenza tra gli sforzi di taglio ai limiti di tale strato:

$$\tau_{MI} - \tau_{MS} \approx \frac{h U_M}{\Delta t} \quad (1.2.83)$$

Nello strato di inversione il termine di galleggiamento non è trascurabile nell'equazione di bilancio della quantità di moto; se questa viene integrata sull'intero strato di inversione, si ottiene la seguente espressione per lo sforzo di taglio all'interfaccia tra lo strato di mescolamento e lo strato di inversione (poiché esso è nullo all'interfaccia con lo strato esterno):

$$\tau_{MI} \approx \alpha h_I^2 N_u^2 \quad (1.2.84)$$

dove è stato trascurato il termine inerziale non stazionario per la bassa velocità di crescita dell'intensità del moto e dello spessore dello strato limite, tenendo conto della relazione  $\Delta b_I = -h_I N_u^2$  che è valida nello strato di inversione.

Poiché nei pendii con inclinazione ridotta risulta verificato che  $|\tau_{MI}| \ll |\tau_{MS}|$  e  $|\tau_{MS}| \approx |\tau_S|$ , tenuto conto della (1.2.78), della (1.2.81), della relazione (1.2.72) e dell'espressione della velocità di scala convettiva (1.2.85), in modo tale da ottenere una relazione tra  $w_*$  ed  $u_*$  (1.2.86),

$$w_* = \left( \frac{g F_{\theta S} h}{\theta_R} \right)^{1/3} \quad (1.2.85)$$

$$u_* = \alpha^{1/3} \left( \lambda_\theta \frac{h_s}{h} \right)^{1/3} w_* \quad (1.2.86)$$

è possibile esprimere la velocità caratteristica  $U_M$  della corrente anabatica in funzione di  $w_*$ :

$$U_M \approx \Gamma_U \alpha^{1/3} w_* \quad (1.2.87)$$

con il coefficiente adimensionale  $\Gamma$  così definito

$$\Gamma_U = \lambda_U \left( \lambda_\theta \frac{h_s}{h} \right)^{1/3} \quad (1.2.88)$$

al quale gli Autori attribuiscono un ordine di grandezza pari a 10.

#### 1.2.4 Studi di laboratorio

Le correnti di pendio sono state argomento di vari studi, alcuni dei quali sono teorici, come quello di *Prandtl (1952)* già citato, altri sono stati realizzati con modelli fisici costruiti in laboratorio, con misure effettuate sul campo, o con elaborazioni numeriche.

Tra i lavori basati su misure in laboratorio si possono citare ad esempio quelli di *Deardorff e Willis (1987)*, di *Mitsumoto (1989)*, di *Chen et al. (1996)*, di *Hunt et al. (2003)* già citato, di *Fernando et al. (2006)*, di *Princevac e Fernando (2007)*, di *Reuten et al. (2007)*.

Nel lavoro sperimentale di *Deardorff & Willis (1987)* viene simulato un vento anabatico e vengono misurate le caratteristiche del campo di velocità, della temperatura e della turbolenza prodotte dal riscaldamento del fondo di una vasca inclinata piena d'acqua. Il campo di moto viene determinato con la tecnica Streak Photography misurando gli spostamenti di particelle di tracciante, in sospensione nell'acqua. Lo Streak Photography si basa sull'acquisizione di immagini scattate ad intervalli regolari con un tempo di esposizione relativamente lungo, in modo tale da permettere in ogni fotogramma di visualizzare e calcolare lo spostamento avvenuto nell'intervallo in cui il diaframma rimane aperto. In questo caso, il tempo di esposizione adottato è stato scelto pari a 1.5 secondi. La misurazione della temperatura avviene soltanto in alcuni punti del campo con l'uso di termocoppie, e con i valori ottenuti viene ricostruito il campo termico.



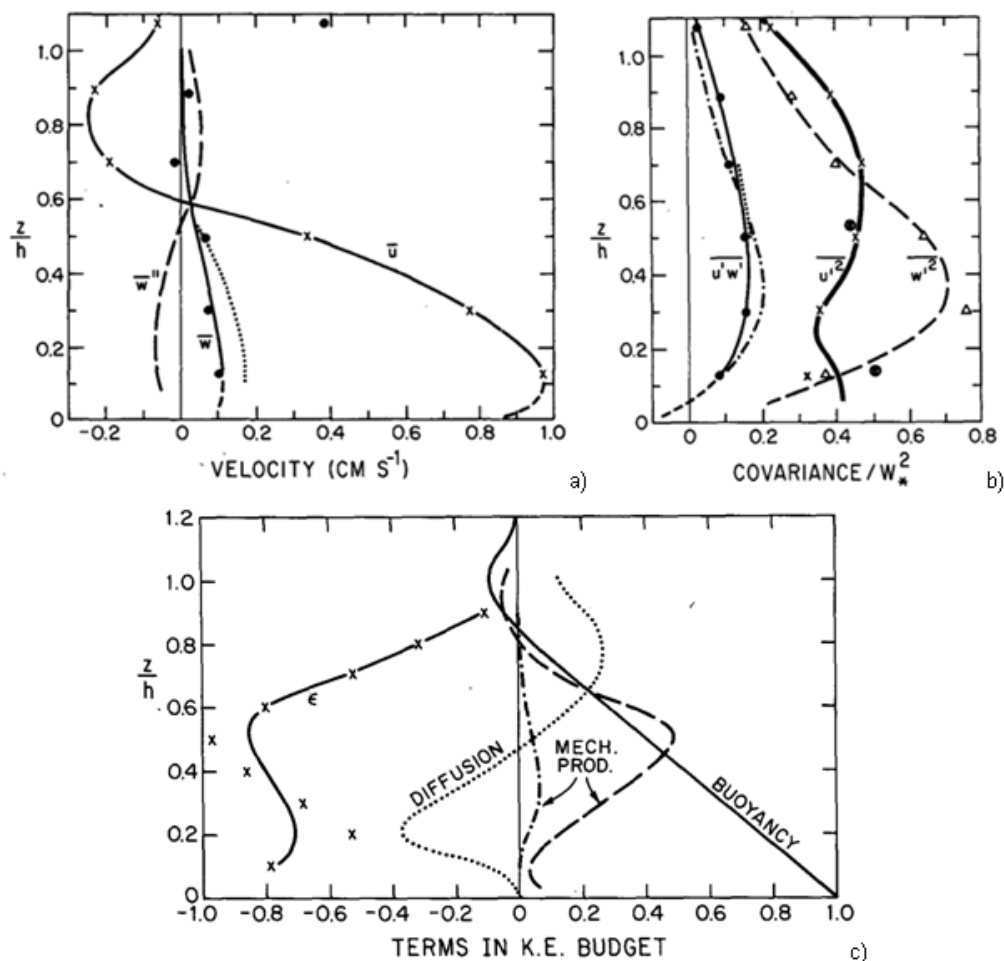


Figura 1.6 - Risultati del lavoro di Deardorff e Willis (1987): a) Profili velocità orizzontale (linea continua e segni  $\times$ ), velocità verticale (linea continua e segni  $\bullet$ ), velocità normale (linea tratteggiata); b) profili varianza della velocità orizzontale (linea continua e segni  $\times$ ), varianza della velocità verticale (linea tratteggiata e segni  $\Delta$ ), covarianza delle velocità orizzontale e verticale (linea continua e segni  $\bullet$ ), covarianza delle velocità tangenziale e normale (linea tratto e punto); c) profili produzione galleggiamento (linea continua), produzione meccanica shear stress (linea tratteggiata) e anisotropia (linea tratto e punto), diffusione turbolenta (linea punteggiata) e dissipazione (linea continua e segni  $\times$ ).

I profili delle componenti orizzontale e verticale della velocità mediata mostrano che la disomogeneità termica dell'ambiente può dare luogo ad un intenso vento medio anabatico all'interno dello strato di mescolamento, e che ad esso si associa una turbolenza piuttosto forte. In particolare, la componente orizzontale della velocità media presenta un massimo ad un'altezza pari a circa  $0.13h$ , intendendo con  $h$  lo spessore dello strato di mescolamento (quello dove agiscono sia la corrente anabatica, sia la corrente di ritorno, Figura 1.6a). La varianza della velocità orizzontale presenta una zona di massimo relativo in prossimità del pendio e un'altra poco sopra la metà dello spessore dello strato di mescolamento. La varianza della componente verticale della velocità presenta un massimo ad una distanza di circa  $0.4h$  dal pendio, mentre la covarianza delle due componenti della velocità mostra un andamento coerente con quello dei profili della velocità verticale, nel caso di assunzione di proporzionalità della covarianza con il gradiente (Figura 1.6b, nella quale le covarianze delle componenti della velocità compaiono scalate con il quadrato della velocità di scala convettiva

$w^*$ ). La covarianza delle due componenti della velocità presenta valori negativi in vicinanza della superficie del pendio. Deardorff e Willis hanno dato anche una rappresentazione dei profili verticali dei singoli contributi al bilancio dell'energia cinetica turbolenta (scalata con  $w^*/h$ , nella Figura 1.6c), dalla quale si deduce che, supposto che il contributo del galleggiamento rifletta sostanzialmente quello del caso di convezione libera, all'interno dello strato di mescolamento, la produzione meccanica di energia turbolenta dovuta allo sforzo di taglio presenta valori significativi, con massimo intorno alla metà di esso, e anche la produzione meccanica di energia turbolenta dovuta all'anisotropia mantiene valori non trascurabili.

Gli esperimenti di *Mitsumoto (1989)* sono condotti realizzando dei cicli giornalieri in una vasca con fondo costituito da una lamina di alluminio e acciaio inossidabile, sagomato in modo tale da realizzare un pendio e due superfici piane orizzontali, una alla base e l'altra alla cima del pendio. La vasca è riempita con acqua ed è coperta con un rivestimento che serve per il controllo della temperatura della superficie. La temperatura del fondo e del pendio è termostata tramite scambiatori ad acqua. Le misurazioni della velocità e della temperatura sono relative al caso in cui la circolazione è consentita solo tra pendio e pianura, con due setti che isolano tali elementi dalle restanti parti della vasca. In questi esperimenti la temperatura sul piano è imposta periodica (oscillante intorno ad una media di  $30^\circ\text{C}$ ), mentre quella della superficie superiore è imposta costante (a  $45^\circ\text{C}$ ); sul pendio la temperatura è distribuita con valori crescenti all'aumentare della quota. Viene creata una stratificazione stabile in tutta la vasca, al tempo iniziale. Per la ricostruzione del campo di velocità è utilizzata l'analisi d'immagine, applicando la tecnica Streak Photography (la stessa usata da *Deardorff e Willis (1987)*) alla registrazione del moto di un tracciante passivo di particelle di polietilene, illuminate con una sottile lama di luce laser che entra verticalmente nella vasca. In questo caso il moto è stato ripreso con intervalli di 30 secondi tra i fotogrammi e con tempo di esposizione di 15 secondi. Per le misure di temperatura sono impiegati dei termistori mobili di platino. La temperatura risulta distribuita pressoché linearmente in tutta la vasca (quindi non ci sono gradienti di temperatura orizzontali), fatta eccezione per la regione a contatto con il fondo (circa 1-2 cm), dove sono visibili ed evidenti gli effetti del riscaldamento diurno e del raffreddamento notturno. Lo spessore dello strato entro il quale si ha l'influenza degli scambi termici con il fondo è molto più alto (3 volte) sul piano piuttosto che sul pendio.

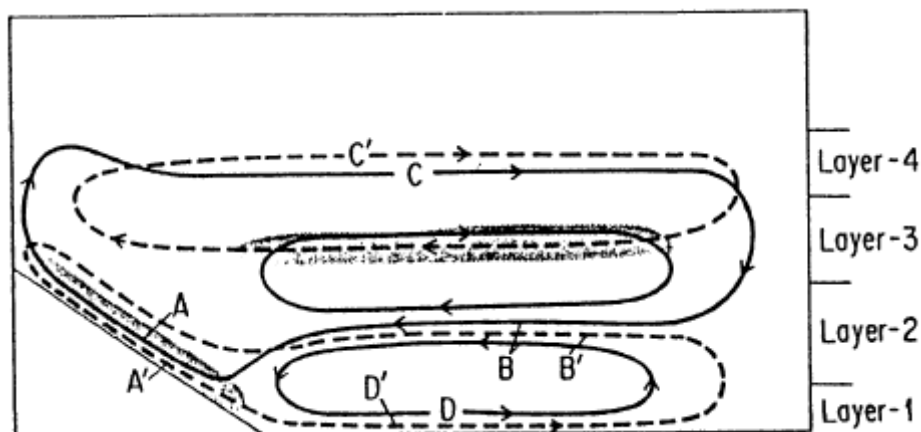


Figura 1.7 – Schema della circolazione caratteristica associata ai venti anabatici (linea continua) e ai venti catabatici (linea tratteggiata). Nelle aree annerite la direzione del moto risulta alternata nel periodo imposto di variazione della temperatura.

Le misurazioni del campo di velocità hanno portato ad individuare i seguenti aspetti generali della circolazione: lo sviluppo della convezione diurna ha luogo quando ancora non si sono esaurite la corrente catabatica, la corrente di compensazione ad essa associata e le strutture notturne; si manifesta con la comparsa di celle nella zona piana orizzontale e con la comparsa di una corrente anabatica sul pendio, non accompagnata dalla formazione di celle. Con l'avanzamento del riscaldamento si osserva la tendenza delle celle sul piano a ruotare con senso discorde dalla corrente anabatica, che si va rafforzando ed ispessendo, e la formazione di una struttura vorticoso sul piano a quote superiori, con verso di rotazione opposto rispetto a quello della cella suddetta. Questa struttura tende a spostarsi orizzontalmente dal pendio alla pianura, dissolvendosi quando il riscaldamento si esaurisce nella fase di transizione, lasciando il posto ad un altro vortice che si forma in prossimità del pendio, con rotazione opposta a quella del precedente (quindi concorde con quella della corrente catabatica), quindi si sposta verso la pianura, mentre si sviluppa la corrente catabatica. Lo spessore dello strato in cui agisce la corrente anabatica è circa tre volte quello dell'azione della corrente catabatica. Queste caratteristiche della circolazione vengono descritte anche con l'osservazione dell'evoluzione nel tempo della componente orizzontale della velocità sul pendio e sulla pianura; in questo modo possono essere individuati, nelle due diverse regioni, quattro strati dove il campo di moto presenta caratteristiche peculiari. Il primo strato sulla pianura, che è quello più vicino al terreno, è caratterizzato da fluido che si muove dal pendio alla pianura durante l'intero ciclo giornaliero, perché di notte scorre nel verso della corrente catabatica e di giorno si muove secondo il senso di rotazione delle celle convettive, che sono influenzate nella fase iniziale dalla corrente catabatica residua e dalla corrente di ritorno di questa, e successivamente mantengono la stessa rotazione. Sul pendio il primo strato è caratterizzato di notte dalla corrente catabatica e di giorno dalla corrente anabatica. Il secondo strato sulla pianura comprende l'intervallo di quote dove agisce la corrente di ritorno della catabatica nel periodo notturno e la parte superiore delle celle convettive con la corrente principale richiamata dall'anabatica nel periodo diurno, quindi il moto risulta per l'intero ciclo diretto dalla valle al pendio. Il secondo strato sul pendio è invece interessato di notte dalla corrente di

ritorno e di giorno dalla corrente anabatica, pertanto il verso del moto rimane invariato. Nel terzo strato sulla pianura agisce la parte inferiore del vortice che si forma ad alta quota di notte, che ruota al contrario della circolazione principale della corrente catabatica, mentre di giorno si forma un vortice concorde con la corrente anabatica, che a quella quota segue la corrente di ritorno, quindi il verso del moto si inverte rispetto a quello della notte; un'analoga situazione si presenta nel terzo strato sopra il pendio. Il quarto strato sulla pianura comprende la parte superiore del vortice di alta quota associato alla corrente catabatica nel caso notturno, mentre nel caso diurno vi scorre la corrente di ritorno dell'anabatica, pertanto il verso non cambia ed è diretto dalla valle al pendio; si ha la medesima situazione sul pendio.

*Chen et al. (1996)* hanno compiuto uno studio, fondato su esperimenti di laboratorio, sulla circolazione indotta dagli scambi termici che si verificano, durante un ciclo giornaliero, tra l'atmosfera ed un terreno sul quale è presente un rilievo orografico. Il modello sperimentale è costituito da una vasca con fondo piatto, con un rilievo nella zona centrale avente la sezione trasversale a forma di triangolo isoscele, con dimensioni molto minori dell'estensione longitudinale. Nella vasca è presente dell'acqua stratificata stabilmente in densità con concentrazione di sale decrescente con l'altezza (metodo usato da *Oster e Yamamoto (1963)*). La temperatura sul fondo della vasca e sui versanti del rilievo viene fatta variare sotto il controllo di un sistema di termostati, in modo da poter simulare il ciclo di riscaldamento diurno e di raffreddamento notturno. Il campo di moto è stato ricostruito con la tecnica Streak Photography, come per i lavori di *Deardorff & Willis (1987)* e di *Mitsumoto (1989)* citati in precedenza. In alcuni casi è stata usata una striscia verticale di colorante, della quale sono state misurate le deformazioni in relazione al tempo trascorso da un istante di riferimento.

Durante un ciclo di riscaldamento e raffreddamento si osservano le correnti anabatiche e catabatiche ed altre strutture che fanno parte della circolazione indotta in presenza del rilievo. Nel periodo in cui la temperatura della superficie cresce per il riscaldamento diurno, hanno origine i moti convettivi sui pendii del rilievo, i moti anabatici che risalgono lungo la loro superficie ed altre celle convettive sulla zona piana orizzontale, che continuano a svilupparsi fino al massimo riscaldamento, dopo il raggiungimento del quale i vortici crescono ancora per un breve intervallo di tempo e poi iniziano a dissolversi.

Nella fase della transizione serale le dimensioni verticali dei vortici continuano ad aumentare e la velocità va diminuendo con il decadimento del moto convettivo sopra i pendii, quindi compaiono dei getti orizzontali, disposti a strati, il principale dei quali è diretto verso la montagna; sopra e sotto di esso si sviluppano dei vortici con asse orizzontale. Questa fase è stata osservata anche esaminando le deformazioni al trascorrere del tempo di strisce verticali di colorante, poste a due distanze diverse dalla base di un versante. Si osserva una struttura a cinque getti orizzontali (Figura 1.8), tra i quali se ne individua uno principale, che è quello centrale, diretto dalla valle verso il rilievo; le due coppie di getti con direzioni opposte, che si formano a quote superiori alla sommità del rilievo e inferiori alla metà della sua altezza, corrispondono ad altrettante strutture di circolazione. Delle due quella inferiore comprende la fase iniziale della corrente catabatica e la corrente di ritorno ad essa associata.

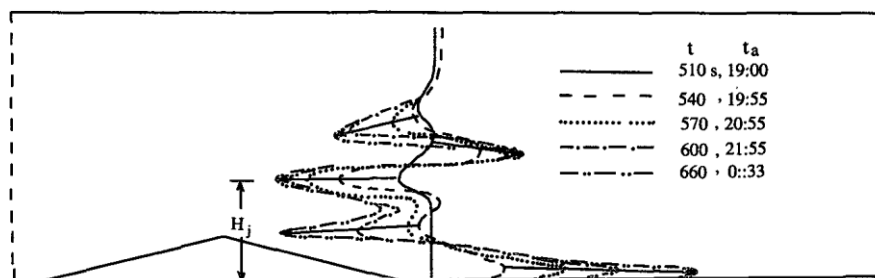


Figura 1.8 – Schema interpretativo della sequenza temporale della deformata della striscia di colorante posta alla distanza minore dalla base del pendio allo scopo di mostrare direzioni e intensità del moto lungo la verticale.

Con un metodo analogo a quello usato nella fase precedente è stato studiato lo sviluppo delle correnti catabatiche nel periodo notturno. In questa fase si osserva la nascita di una corrente di drenaggio, che segue la formazione di un vortice ad asse orizzontale di dimensioni consistenti, posizionato sulla parte inferiore del pendio. Il moto determinato dalla corrente catabatica si smorza lungo la pianura, fino ad annullarsi ad una distanza dal pendio pari a 1.5 volte la larghezza del rilievo, come si riscontra dalle misurazioni della velocità orizzontale a varie distanze dal centro del rilievo. Le velocità dei vortici e poi della corrente catabatica e di quella di compensazione vanno aumentando con la diminuzione della temperatura, fino all'inizio del nuovo riscaldamento, quando diminuiscono le dimensioni dei vortici così formati. Le strutture che si sviluppano alle quote della metà superiore dei versanti durante le prime ore della sera sono attribuite all'adattamento della circolazione al campo di moto esistente prima dell'inizio del raffreddamento, alla trasformazione dell'energia cinetica in energia potenziale, nella forma di onde interne di gravità che si propagano orizzontalmente e verticalmente, ed agli sforzi di taglio agenti sopra e sotto i getti. Con l'avanzare del raffreddamento, il moto lontano dalla base del rilievo si indebolisce rapidamente, perché è legato alla dissoluzione delle strutture precedenti, mentre permangono il moto dell'aria che discende lungo il pendio, puramente legato allo scambio termico, ed una corrente di compensazione in verso opposto che completa una circolazione chiusa sopra il rilievo.

Nel lavoro di *Hunt et al. (2003)* è effettuato sia lo studio della corrente anabatica con il modello teorico descritto in precedenza (paragrafo 1.2.2), sia lo studio della transizione serale con un altro modello teorico e anche con prove sperimentali. Negli esperimenti sono realizzati dei cicli di riscaldamento e raffreddamento in un modello di valle chiusa, con pendii e fondo di materiale metallico, posto dentro una vasca, dove gli scambi termici sono regolati dalla circolazione di acqua termostata. Il campo fluidodinamico è posto in evidenza da polvere di pliolite, usata come tracciante, quindi è misurato con la tecnica di analisi PTV (Particle Tracking Velocimetry). La temperatura è misurata lungo alcuni profili con una serie di 4 termocoppie mobili. Nelle prove sperimentali viene osservata la formazione del fronte della corrente catabatica (Figura 1.9), discendente lungo il pendio a partire da un punto intermedio, mentre è presente ancora un moto residuo della corrente anabatica; successivamente il fronte

si muove verso il basso, dando luogo ad un distacco del flusso discendente che devia verso l'alto nella regione frontale, in modo tale da formare una struttura vorticoso che migra verso il basso precedendo il moto della corrente. Per un certo intervallo di tempo che segue la comparsa della corrente catabatica c'è ancora un lento moto anabatico residuo ad una certa altezza sul pendio. Questo avviene perché quando inizia a formarsi la corrente catabatica c'è un decadimento della turbolenza vicino al terreno; questo rallenta l'esaurimento e poi l'inversione del moto diurno nell'atmosfera sovrastante il pendio. Il moto d'inerzia del vento anabatico viene progressivamente smorzato dall'azione di taglio della corrente catabatica.

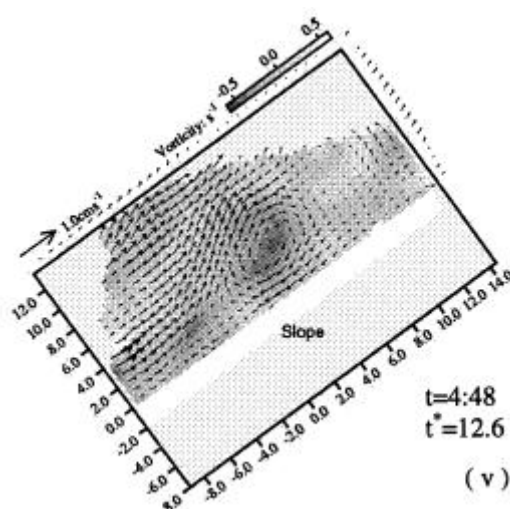


Figura 1.9 – Figura del vortice che si forma durante la transizione serale

Nel lavoro di *Fernando et al. (2006)* vengono studiati i fenomeni di oscillazione del moto di una corrente catabatica ed il risalto idraulico che si osserva quando questa è soggetta ad una discontinuità della pendenza. Le oscillazioni sono interpretate come onde dovute alle opposte azioni della spinta verso il basso, tendente ad aumentare lentamente per il progressivo raffreddamento, e della resistenza di attrito incontrata dalla corrente durante la sua discesa, che tende a rallentarla. Un'altra interpretazione è che le onde siano legate alla presenza di correnti ortogonali alla sezione della valle, le quali contengono aria più calda di quella delle correnti catabatiche provenienti dai versanti, ed all'arrivo di queste tendono a rilasciarne piccoli volumi al loro interno in risalita lungo i versanti. In tal modo la corrente catabatica incontra una resistenza all'ingresso in quella ortogonale che ha carattere periodico, poiché il rilascio di aria calda avviene ad impulsi periodici nel tempo. La frequenza delle oscillazioni è valutata come  $f = N \sin \alpha / 2\pi$ , proporzionale alla frequenza delle onde interne (di Brunt – Vaisala) ed al seno dell'inclinazione del pendio. *Fernando et al. (2006)* dimostrano che la corrente subisce risalto idraulico nel passare da un'inclinazione maggiore ad una minore di  $0.05^\circ$ , dato come valore dell'angolo critico se il flusso non è soggetto ad entrainment. Gli esperimenti sono effettuati in una vasca con un doppio fondo, sagomato in modo da realizzare un pendio avente pendenza più alta nella metà superiore e più bassa nella metà inferiore, il quale termina sul piano orizzontale, che è raffreddato con acqua circolante sotto la faccia inferiore dei setti che vanno a formare la valle. Nelle prove eseguite il risalto idraulico è

individuato come un innalzamento brusco dello spessore della corrente catabatica a breve distanza dal punto in cui si passa da un'inclinazione marcata della superficie alla disposizione orizzontale; in corrispondenza della brusca variazione di pendenza lungo il pendio, il risalto non avviene.

*Reuten et al. (2007)* hanno effettuato uno studio delle correnti anabatiche utilizzando un modello sperimentale costituito da una vasca con fondo in acciaio inossidabile comprensivo di un piano orizzontale, di un pendio, inclinato di  $19^\circ$ , e di un altopiano che si estende fino alla cima del pendio. La vasca viene riempita d'acqua con una stratificazione stabile in salinità (con il metodo usato da *Mitsumoto (1989)* e anche da *Chen et al. (1996)*). Lo scambio di calore è controllato da una serie di scambiatori di calore nastriformi a corrente, aderenti alla faccia inferiore del fondo, con i quali si realizza un flusso di calore costante ed uniforme. L'evoluzione dello strato limite atmosferico durante il periodo diurno viene descritto analizzando il suo spessore, il campo di velocità e la distribuzione del volume specifico su alcuni profili. Il campo di moto viene visualizzato con una lamina di luce che illumina un tracciante in particelle in alcune prove ed uno continuo (colorante) in altre; le immagini sono registrate con una telecamera digitale. La velocità viene misurata utilizzando la tecnica di analisi d'immagine PIV. La temperatura è rilevata su 6 profili verticali, con delle sonde montate su di un'asta mobile verticalmente. Con altre sonde mobili si misura negli stessi punti la conducibilità elettrica dell'acqua, in modo tale da poter costruire i profili di volume specifico accoppiando le due serie di misurazioni. Lo spessore dello strato limite si misura visualizzando l'altezza entro la quale si distribuisce il tracciante continuo nelle prove in cui questo è impiegato.

I risultati mostrano una circolazione diurna la cui struttura può essere descritta individuando per essa quattro fasi temporali (Figura 1.10): la prima, identificata con il periodo centrale della mattina, la seconda, relativa alla tarda mattinata, la terza, rappresentativa del primo pomeriggio, la quarta, corrispondente alla fine del pomeriggio. Nella prima fase (Figura 1.10a) si possono individuare due strutture di circolazione: una agisce immediatamente sopra il pendio ed è legata alla corrente anabatica ed alla corrente di ritorno, l'altra interessa la zona al di sopra del pendio e l'altopiano, con senso di rotazione concorde alla prima. Lungo il pendio è presente la corrente anabatica, che ne supera la cresta e prosegue orizzontalmente sull'altopiano, fino alla parete verticale della vasca, dove parte la corrente di ritorno che è diretta verso la valle, con un moto quasi orizzontale leggermente discendente. Sulla pianura si individuano due grandi vortici, che hanno sensi di rotazione opposti. In questa fase lo strato limite cresce di spessore sulla pianura, si assottiglia nella zona prossima alla base del pendio e sulla parete verticale della vasca ed assume uno spessore decrescente pressoché linearmente lungo il pendio. Anche la corrente anabatica ha uno spessore linearmente decrescente lungo il pendio. Nella seconda fase (Figura 1.10b) la circolazione rimane quasi invariata nella sua struttura generale. Sul pendio lo spessore della corrente anabatica arriva a circa la metà dello spessore dello strato limite, la corrente di ritorno risulta indebolita rispetto alla fase precedente, mentre si evidenzia una corrente che mette in comunicazione i due vortici presenti

sulla pianura, che si avvicinano al pendio. Nei pressi della base di esso lo strato limite presenta un leggero ispessimento.

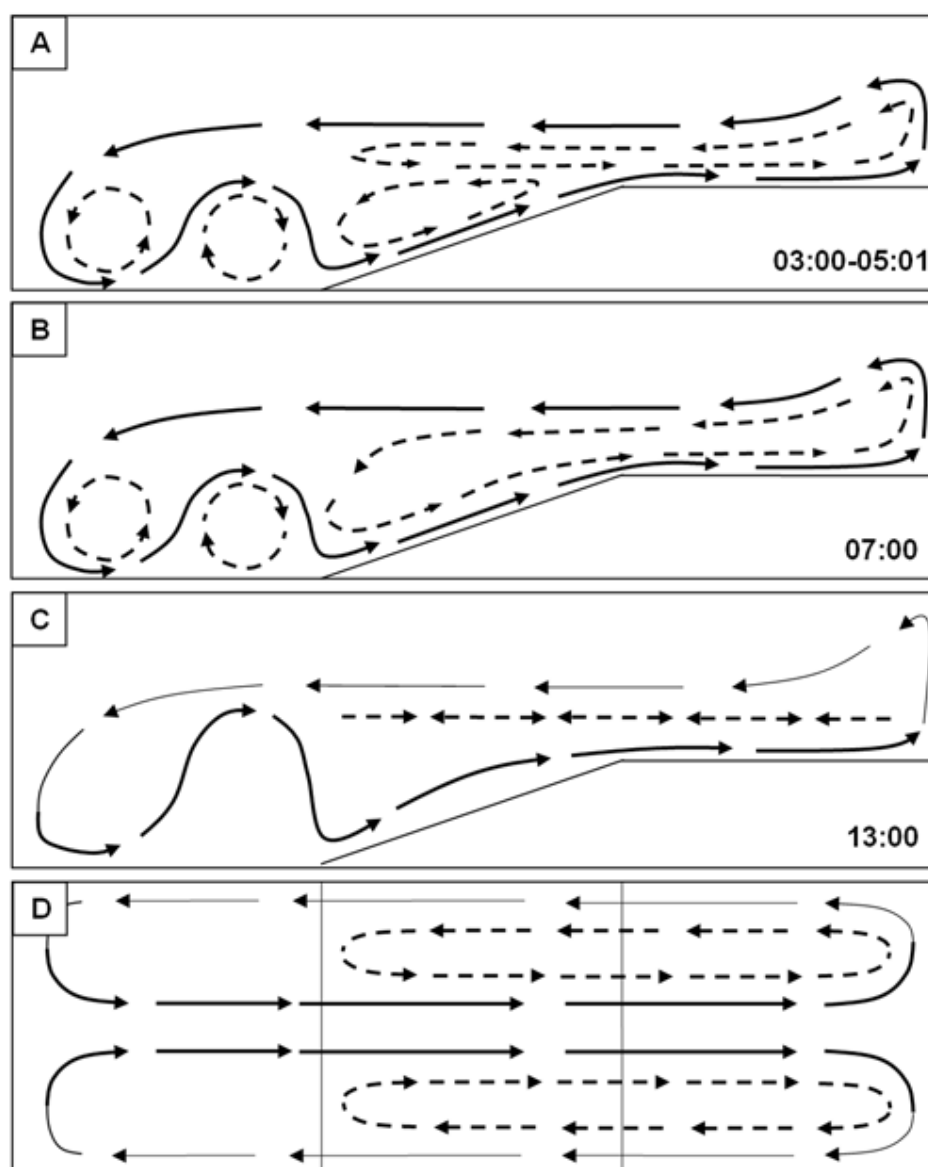


Figura 1.10 – Circolazione ricostruita nella prima serie di prove di Reuten et al. (2007), riferite a varie fasi della giornata. Si vede la poca differenza tra le fasi a) e b); la c) e la d) si riferiscono invece alla stessa fase, ma fanno vedere lo schema della circolazione rispettivamente dal lato e dall'alto, per mostrare la tridimensionalità del moto che a questo punto non è più possibile trascurare.

Nella terza fase (Figura 1.10c) si forma una struttura a tre strati, ciascuno dei quali è caratterizzato da un andamento proprio del volume specifico. La depressione e l'ispessimento riscontrati nello strato limite vicino alla base del pendio tendono a livellarsi, le strutture vorticosi principali in zona di pianura non sono più molto evidenti, mentre si nota maggiormente il flusso che raccorda questi due vortici alla corrente di pendio. Le due circolazioni separate individuate nella prima fase si fondono a formare un'unica circolazione che interessa pendio ed altopiano. Nella quarta fase (Figura 1.10d) si vedono una crescita ulteriore dello strato limite ed un ridimensionamento delle zone di subsidenza vicino alla



parete verticale, che lasciano il posto a moti convettivi che raggiungono un certo spessore. Lo spessore dello strato limite lungo il pendio diminuisce dalla base alla cima, pertanto il limite superiore di questo strato ha una quota linearmente crescente, con pendenza inferiore a quella del pendio. La corrente anabatica mantiene uno spessore minore e raggiunge una velocità di circa 10 mm/s, che è la medesima raggiunta dal vortice sulla pianura. In questa fase non si osserva più il tratto superiore della corrente di ritorno, che è presente ma non visibile, perché passa vicino alle pareti laterali della vasca ed è quindi fuori dalla zona illuminata.

Reuten et al. ritengono che l'esistenza delle due strutture vorticosi sulla pianura sia dovuta alla corrente di ritorno, perché il vortice che ha rotazione antioraria tende a favorire il moto di subsidenza nel tratto ad esso adiacente della corrente di ritorno, mentre dall'altro suo lato favorisce il moto dell'altro vortice, quello con senso di rotazione orario, che vicino al pendio ha moto concorde con la corrente anabatica. In base a ciò viene fatta l'ipotesi che in assenza di corrente di ritorno non si formerebbero quei due vortici contro-rotanti. Nel caso in cui la larghezza della valle viene ridotta ad un valore tale da non permettere la formazione di due vortici con aspect ratio simile a quello osservato nelle prove precedenti, cosa che secondo gli Autori si verifica quando il suo rapporto con l'altezza del pendio è di 1.5, si osserva che nella valle si forma un solo vortice, che ha rotazione antioraria (Figura 1.11). Questo, verificato in un esperimento eseguito a tale scopo, prova che il senso di rotazione di questo vortice è dovuto all'azione della corrente anabatica, mentre il secondo vortice, che non compare in questo caso, viene innescato per l'azione combinata del primo vortice e della corrente di ritorno (nel suo tratto di subsidenza); per queste motivazioni viene esclusa anche la presenza della parete come causa del moto di subsidenza che si è riscontrato vicino ad essa.

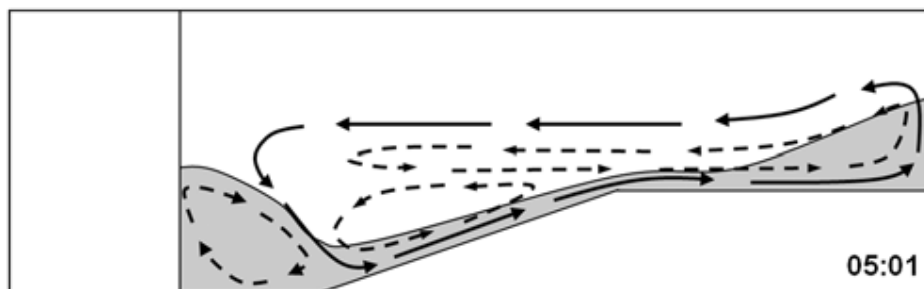


Figura 1.11 - Circolazione in atto con l'introduzione di un setto che limita l'estensione della valle in modo tale da impedire la formazione sulla pianura di due vortici di aspect ratio uguale a quella del caso precedente.

Se al flusso di calore omogeneo fornito negli esperimenti di base viene sostituito un flusso di calore crescente dall'estremità finale della valle alla cima del pendio, la circolazione ha una diversa struttura: c'è una cella principale, che si estende sulla pianura e lungo il pendio, e due celle minori, delle quali l'una si estende solo sul pendio e l'altra solo sulla pianura (Figura 1.12). Non si osservano più i due vortici descritti sopra, ma il tratto della corrente vicino alla base del pendio assume un andamento a gobba (ad arco), che fa supporre agli Autori che in realtà il vortice alla base del pendio ci sia, ma che le sue dimensioni, più piccole che nei casi precedenti, lo rendano difficilmente rilevabile con la risoluzione adottata per il campo di velocità. Se viene erogato lungo il pendio un flusso di calore che ha una discontinuità

localizzata ad una certa altezza, si ottiene una circolazione caratterizzata da un getto che ha inizio proprio all'altezza della discontinuità, il quale tende ad espellere aria dallo strato limite, come è stato provato eseguendo nuovamente l'esperimento con questa variante.

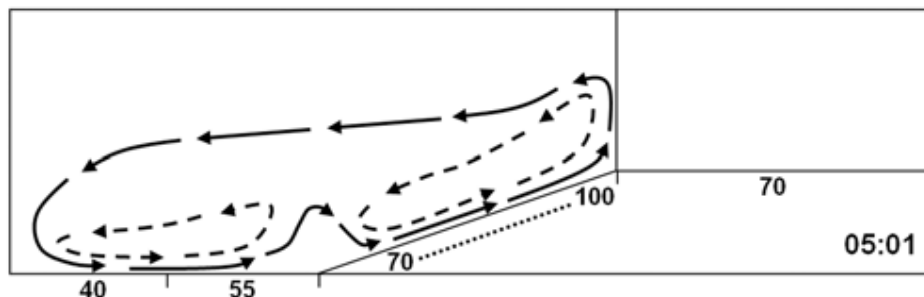


Figura 1.12 - Circolazione in atto con un flusso di calore disomogeneo sul fondo e con un setto sulla cresta del pendio; la distribuzione del flusso di calore è crescente da sinistra a destra ed è lineare lungo il pendio, come illustrato in figura.

Nello studio sperimentale di *Princevac e Fernando (2007)* vengono ripetute varie simulazioni di un vento anabatico in una vasca inclinata con fondo scaldato, simile a quella usata da *Deardorff & Willis (1987)* ma con angolo regolabile. Lo scopo principale dello studio è dare una valutazione della pendenza critica di un terreno superata la quale, durante il riscaldamento diurno, si passa da una convezione organizzata in celle con la componente orizzontale del moto mediamente nulla ad una convezione con una forte componente tangenziale del moto medio.

La relazione fornita da *Princevac e Fernando (2007)* tra il numero di Prandtl e l'angolo critico di pendenza del terreno è la seguente:

$$\beta_c = \left( \frac{Ra_c}{c_1^4 \gamma_c} \right) Pr \quad (1.2.89)$$

con  $c_1$  costante di proporzionalità tra lo spessore dello strato limite termico conduttivo e la radice quadrata del tempo,  $\gamma_c$  valore critico del rapporto tra galleggiamento e risultante delle forze di pressione,  $Ra_c$  valore critico del numero di Rayleigh per il quale si innesca la convezione. Gli Autori danno una spiegazione della formazione della corrente anabatica a partire dalle termiche generate per il riscaldamento di una superficie inclinata. Il processo di convezione è schematizzato qui come un progressivo riscaldamento del fluido dello strato limite termico a contatto con la parete, che avviene per conduzione. Mentre lo spessore di quello strato cresce nel tempo, si separano localmente da esso bolle di fluido spinte verso l'alto dalla forza di galleggiamento. Durante il distacco il volume di una bolla aumenta per l'entrainment del fluido presente intorno ad essa, che vi entra da entrambi i lati con portate simmetriche. L'entrainment esercita delle azioni di spinta laterale sulla bolla, la cui risultante è nulla quando la superficie che fornisce calore al fluido è piana ed orizzontale; in questo caso infatti le due spinte in versi opposti si bilanciano. Se invece la superficie è inclinata (Figura 1.13), la velocità dell'entrainment proveniente dalla regione di monte risulta maggiore della velocità dell'entrainment proveniente da valle, perché a parità di portate le superfici di ingresso dai due lati della bolla sono asimmetriche. La singola cella tende a risalire il pendio

sotto l'azione di una spinta complessiva che ha espressione:

$$P \approx \rho_0 (u_{Em}^2 - u_{Ev}^2) \delta^2 \quad (1.2.90)$$

dove  $u_{Ev}$  è la velocità di entrainment proveniente da valle,  $u_{Em}$  è quella proveniente da monte,  $\delta$  è l'altezza caratteristica della termica e  $\rho_0$  è la densità di riferimento. E' stato dimostrato inoltre che la relazione (1.2.89) è valida per  $Pr < 20$ ; per esperimenti condotti con valori di  $Pr$  superiori a 20 il valore della pendenza critica tende a stabilizzarsi intorno ad un valore costante, che nelle prove svolte è di circa 0.1.

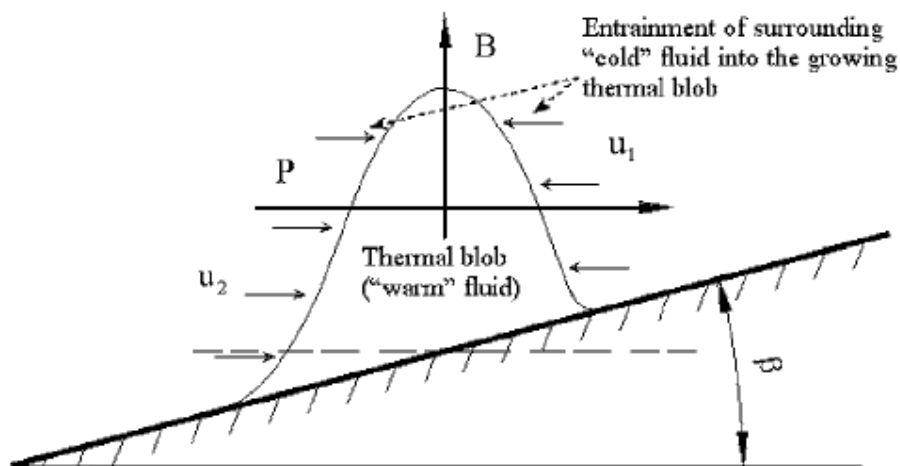


Figura 1.13 - Schema della bolla di fluido riscaldato che prima del distacco si muove lungo il pendio.

### 1.2.5 Studi di campo e numerici

Esistono anche molti lavori di misure su campo, tra i quali vanno ricordati quelli di *Manins & Sawford (1979)*, *Brehm & Freytag (1982)*, *Blumen (1984)*.

Il lavoro di *Manins e Sawford (1979)* è stato già citato nel paragrafo 1.2.2 con il riferimento al modello teorico da essi elaborato. Nel loro lavoro il modello è stato applicato al caso dei venti catabatici che hanno luogo in una località dell'Antartide, Mc Call Glacier, per i quali sono disponibili le misure (*Streten et al., 1974*) del gradiente di stratificazione termica dell'ambiente indisturbato (temperature in due punti della regione di altitudine nota, non disturbati dalle correnti di pendio) e della radiazione netta (in vari siti della regione), usate come input per il calcolo dei valori previsti della velocità della corrente e dell'altezza dello strato raffreddato. Questi sono confrontati con i valori delle medesime grandezze misurati nello stesso sito (la velocità è stata misurata a 2 m di altezza dal suolo e l'altezza dello strato raffreddato è stata stimata).

Lo scopo del lavoro di *Brehm & Freytag (1982)* è quello di studiare i venti di monte e di valle, i venti di pendio anabatici e catabatici sia nel movimento sia negli aspetti termodinamici, quindi concernenti gli scambi di calore, che si verificano durante dei cicli giornalieri. E' stata data maggiore attenzione al periodo diurno, dall'alba a poco prima di metà pomeriggio. Essi hanno effettuato misurazioni di temperatura, pressione, velocità del

vento, umidità dell'aria, radiazione solare, radiazione diffusa ed albedo nella valle di Innsbruck, durante una campagna del 1978, ricostruendo il campo termico e fluidodinamico in una sezione della valle durante alcuni cicli giornalieri.

Brehm e Freytag, nelle loro misurazioni di temperatura occorse per tracciare dei campi termici in una sezione della valle, rilevano che il riscaldamento dell'atmosfera in prossimità del terreno avviene in maniera disomogenea, dato che nella regione vicina al piede del pendio la temperatura cresce più rapidamente che sul pendio e sulla valle a partire dalla levata del sole, determinando con il trascorrere delle ore un aumento delle temperature nelle vicinanze del suolo, che corrisponde ad un'erosione progressiva dello strato stabile formatosi durante la notte. Sono misurate anche le oscillazioni della pressione registrate su uno o più siti della zona durante tutto il ciclo giornaliero, mostrando le corrispondenze tra tali oscillazioni, le varie fasi della giornata e le relative caratteristiche della circolazione che si determina nella valle. Gli Autori valutano inoltre gli scambi di massa e di calore che hanno luogo all'interno della valle, in base ai dati ricavati dalle misurazioni. Essi mostrano in una sezione della valle che c'è una effettiva compensazione delle correnti di pendio con le correnti di ritorno.

Per quanto riguarda il bilancio termico vengono distinti tre contributi agli scambi di calore: la convezione termica, il trasporto di calore orizzontale e la subsidenza. La subsidenza è causa di riscaldamento perché l'aria che raggiunge dall'alto la parte centrale della valle vi apporta del calore assorbito durante la risalita del pendio, che si manifesta con un aumento di temperatura spazialmente omogeneo. Per ciascuno dei tre contributi viene valutata l'entità dell'incidenza sul bilancio totale.

*Blumen (1980)* ha effettuato uno studio della turbolenza legata al passaggio di venti catabatici tramite misure di temperatura e di velocità del vento nella valle di Boulder, in Colorado. In questo studio è stato possibile evidenziare il rapido avanzamento del fronte di drenaggio nelle prime ore serali a cui si accompagna un forte aumento dell'energia cinetica turbolenta. E' stata osservata la formazione di onde e un'instabilità di Kelvin – Helmholtz, alle quali viene attribuito il principale contributo della turbolenza in prossimità dell'interfaccia superiore della corrente. Sono stati osservati infatti dei profili verticali di shear stress mediato (con media geometrica) dove si registrano due valori di picco, di cui uno in prossimità del terreno e l'altro nella zona di interfaccia, ed i profili verticali dello stress di Reynolds presentano massimi che oscillano nel tempo intorno a tale zona.

Studi numerici sono stati condotti tra gli altri da *Ye et al. (1987)*, da *Skyllingstad (2003)*, da *Serafin & Zardi (2010a, 2010b, 2011)*. *Ye et al. (1987)* hanno compiuto uno studio teorico e numerico sulle correnti di pendio, in particolare su quelle anabatiche. Essi hanno introdotto tre varianti al modello di Prandtl, applicando i tre modelli così ottenuti a diverse combinazioni di condizioni al contorno. La prima variante è l'introduzione di una dimensione limitata  $h$  per lo spessore locale dello strato limite atmosferico, con il coefficiente  $K_T$  di diffusività termica costante in tutto questo strato ed indipendente da  $h$ . La seconda variante è identica alla prima, ma con l'ipotesi aggiuntiva che la diffusività termica, pur essendo costante in tutto lo strato limite, dipende linearmente dallo spessore  $h$ . La terza variante è la relazione parabolica tra la

diffusività termica e la quota, con spessore  $h$  ancora limitato.

Sono stati presi in esame vari casi, ai quali sono stati applicati il modello di Prandtl, le sue tre versioni variate ed un modello numerico, per poi confrontare i risultati di queste applicazioni. In tal modo è stato possibile vedere le differenze tra i diversi modelli nella valutazione dell'influenza che hanno il gradiente di temperatura dell'ambiente indisturbato, l'inclinazione del pendio ed il flusso di calore attraverso la superficie di questo, sullo spessore e sull'intensità della corrente. Le differenze, riscontrate nella previsione del comportamento della corrente, tra il modello di Prandtl originale e quello modificato da Ye et al. sono significative solo se il pendio ha una pendenza debole. Per pendenze forti le maggiori differenze si riscontrano tra i profili della velocità, più alta in quelli ottenuti con la terza variante del modello di Prandtl e più bassa in quelli relativi agli altri casi.

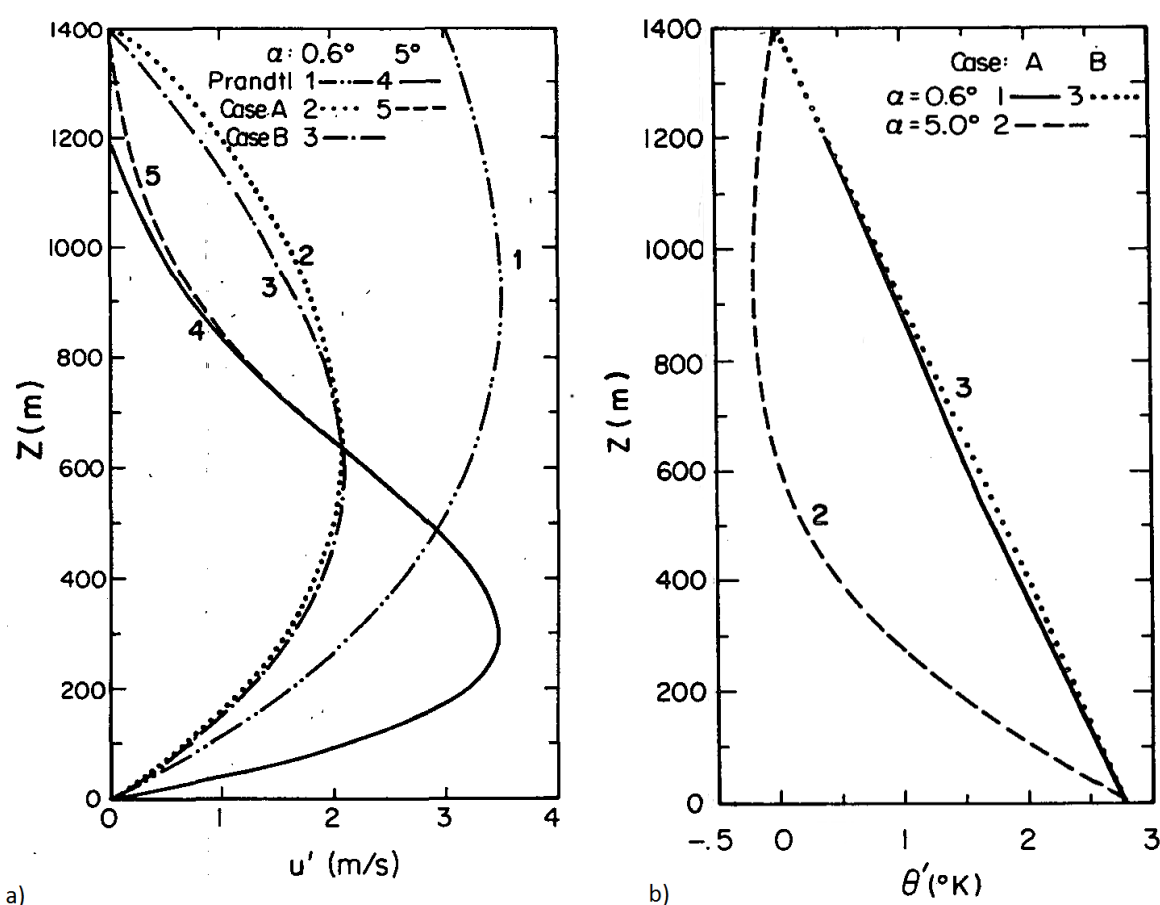


Figura 1.14 – Profili della velocità tangenziale del vento anabatico (a) e dell'incremento della temperatura potenziale (b) in un ambiente stabile termicamente, con gradiente di temperatura potenziale dell'ambiente indisturbato  $\beta_0=2.0 \text{ K km}^{-1}$ , coefficiente di diffusione  $K_T=50 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ , incremento della temperatura potenziale sul pendio  $\Delta\theta=2.8 \text{ K}$ , altezza dello strato limite  $h=1414 \text{ m}$ : a1) modello di Prandtl con pendio di pendenza  $\alpha=0.6^\circ$  (linea tratto e doppio punto), a2) caso A con  $\alpha=0.6^\circ$  (linea punteggiata), a3) caso B con  $\alpha=0.6^\circ$  (linea tratto e punto), a4) modello di Prandtl con  $\alpha=5^\circ$  (linea continua), a5) caso A con  $\alpha=5^\circ$  (linea tratteggiata); b1) caso A con  $\alpha=0.6^\circ$  (linea continua), b2) caso A con  $\alpha=5^\circ$  (linea tratteggiata), b3) caso B con  $\alpha=0.6^\circ$  (linea punteggiata).

Caso A: soluzione secondo la prima variante al modello di Prandtl; caso B: soluzione secondo la seconda variante al modello di Prandtl

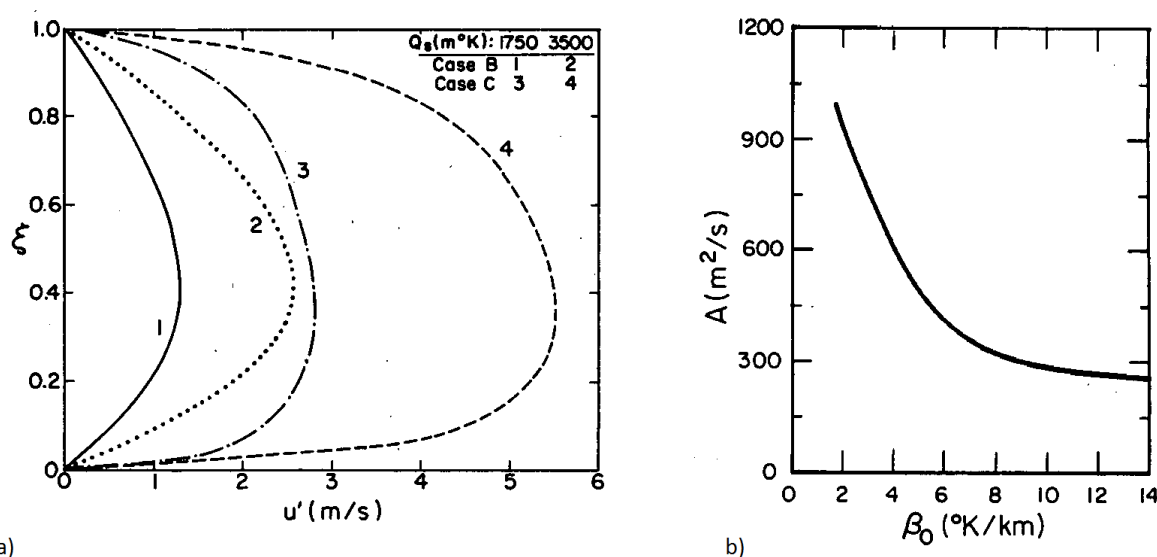


Figura 1.15 – a) Profili del vento anabatico scalati con l'altezza dello strato limite ( $\xi=z/h$ ), con  $\alpha=0.6$  e  $\beta_0=3.5$  K km<sup>-1</sup>, in cui si mostra l'influenza sulla corrente anabatica del flusso di calore  $Q_s$ : a1) caso B con  $Q_s=1750$  m K (linea continua), a2) caso B con  $Q_s=3500$  m K (linea tratteggiata), a3) caso C con  $Q_s=1750$  m K (linea tratto e punto), a4) caso C con  $Q_s=3500$  m K (linea tratteggiata); b) dipendenza della quantità di moto della corrente anabatica integrata sullo strato limite ( $A$ ) dal gradiente di temperatura potenziale dell'ambiente indisturbato  $\beta_0$ . Caso C: soluzione secondo la terza variante al modello di Prandtl, con il coefficiente di diffusione  $K_T$  dipendente dalla distanza  $z$  dal pendio secondo la legge parabolica  $K_T=K_0 \cdot z(1-z/h)$ , (per i casi A e B e per i significati di alcune costanti qui usate si rimanda alla didascalia della Figura 1.14)

Nel lavoro di *Skyllingstad (2003)* vengono effettuate simulazioni numeriche (LES) di venti catabatici sia su forti pendenze sia su deboli pendenze. Per i venti catabatici su pendii molto inclinati sono realizzate simulazioni in presenza di un vento ortogonale alla sezione del pendio avente nei vari casi intensità diverse. Per i venti catabatici su pendii poco inclinati sono state fatte simulazioni con vento ortogonale di un unico valore di intensità, messe a confronto con una simulazione di raffreddamento di un terreno piano in identiche condizioni.

I confronti tra le prove della prima serie dimostrano che lo spessore della corrente è influenzato dall'intensità del vento ortogonale alla valle: all'aumentare dell'intensità del vento aumenta il rapporto tra lo spessore del vento catabatico e la distanza lungo il pendio dal punto più alto di esso (il tasso di crescita dello spessore lungo il pendio), la rapidità del manifestarsi di strutture turbolente ed il contenuto di energia turbolenta che le caratterizza. Inoltre viene mostrato che i termini più importanti nel bilancio della quantità di moto sono la forza di galleggiamento ed il mixing turbolento in prossimità della superficie del pendio, mentre per distanze maggiori diminuisce l'importanza relativa del galleggiamento e cresce quella del termine avvettivo, che ai confini superiori della corrente è legato all'entrainment. Il bilancio dell'energia cinetica turbolenta presenta come termini preponderanti la produzione turbolenta dovuta allo shear e la dissipazione (in turbolenza di sottogriglia), in particolare a distanze brevi dal terreno. Con la seconda serie di prove viene dimostrato che perché si inneschi una corrente catabatica è sufficiente un'inclinazione di piccola entità (ad esempio 1° come nelle prove presentate). Il comportamento di un vento catabatico su pendio leggermente inclinato è strutturalmente simile a quello che si verifica sul pendio molto inclinato, come è possibile osservare dalle analogie delle relazioni reciproche fra i termini del bilancio della quantità di

moto. C'è però una turbolenza notevolmente meno intensa ed un minore rapporto tra spessore della corrente e distanza dalla cima del pendio. È stato osservato che i venti di drenaggio ostacolano la formazione dello strato stabile perché la corrente di pendio tende ad alimentare la turbolenza nello strato di aria vicino al terreno, contrastandone la rapida diminuzione notturna nello strato mescolato residuo. Nell'ambito delle simulazioni avvenute con venti ortogonali viene avvalorata l'ipotesi che la formula (1.2.92), fornita da Briggs (*Briggs, 1981*) per il calcolo dell'entità dell'entrainment, che compare nella relazione (1.2.91) esprimente la crescita dello spessore della corrente lungo il pendio, non sia valida in presenza di venti ortogonali.

$$h \propto E \cdot s \quad (1.2.91)$$

$$E = 0.05(\sin \alpha)^{2/3} \quad (1.2.92)$$

Uno studio di *Serafin & Zardi (2010a)*, condotto con simulazioni numeriche, ha per oggetto la circolazione atmosferica dello strato limite su un pendio isolato e su un rilievo isolato. Il pendio isolato è un pendio che raccorda due zone piane orizzontali, che giacciono a quote differenti, mentre il rilievo isolato è costituito da due pendii simmetrici uniti alla sommità, che emergono da una zona piana. Nelle simulazioni è stata ricostruita una zona con caratteristiche topografiche bidimensionali e con uno strato limite atmosferico stratificato stabilmente, sottoposta ad una fase corrispondente alle prime ore diurne di un ciclo giornaliero di riscaldamento. In quel lavoro sono state descritte le strutture principali del moto che si formano durante il periodo esaminato (che è di transitorio) entro lo strato limite e la loro evoluzione, quindi il campo di velocità, il campo di temperatura ed i processi di trasferimento del calore e della turbolenza nel loro mutamento nel tempo. Sono state effettuate simulazioni di vari casi, con 5 diverse pendenze per i pendii isolati e 3 diverse pendenze per i rilievi isolati, in modo da poter osservare l'influenza delle pendenze sulle caratteristiche dello strato limite diurno.

In un ambiente caratterizzato da un pendio isolato è stata vista la formazione di due strati limite convettivi distinti nelle fasi iniziali, sulle due zone piane sfalsate, raccordati dalla corrente anabatica che fluisce con regolarità e dalla corrente di ritorno associata, con un plume termico che si forma immediatamente oltre la cima del pendio. È stata osservata l'evoluzione nel tempo dello strato limite su una sezione longitudinale del pendio, che avviene con un aumento della velocità tangenziale, la crescita delle celle convettive e l'allontanamento progressivo del plume termico dalla cima del pendio, lungo la zona piana superiore. Si è constatato che al crescere della pendenza corrisponde un'evoluzione più rapida dello strato limite. Si è visto inoltre che la velocità tangenziale in generale raggiunge valori più alti per pendenze maggiori, tranne nel caso in cui si raggiungono i 30°, per il quale si ottengono valori di velocità più bassi rispetto al caso con pendenza di 15°. L'ulteriore evoluzione dello strato limite avviene con la crescita verticale delle termiche, con la loro fusione e con trasporto di calore e di energia cinetica turbolenta anche in strati dell'atmosfera libera sovrastante il pendio, che in alcune fasi possono anche essere separati dallo strato

limite, ma che nelle fasi più avanzate si fondono con esso, incrementandone lo spessore. Con l'evoluzione del campo di temperatura (fatto per il caso  $30^\circ$ ) si vede ancora confermato questo tipo di evoluzione e si può notare, successivamente alle prime ore del mattino, la presenza di uno strato di inversione intermedio tra due strati mescolati, che poi tendono a fondersi in un unico strato.

Oltre a ciò c'è la descrizione, con mappe di campo, dei singoli termini del bilancio termico e del bilancio dell'energia cinetica turbolenta. Nelle prime fasi, nel bilancio di temperatura potenziale domina il trasporto verticale, mentre successivamente aumenta sempre di più l'entità del trasporto orizzontale, ed anche il moto delle termiche incrementa. Nel bilancio dell'energia cinetica turbolenta viene fatto vedere che nelle prime fasi i termini più importanti sono la produzione di galleggiamento, con contributo positivo sul pendio e negativo alle quote più alte dello strato di mescolamento, ma soprattutto la dissipazione, sempre negativa con valori assoluti decrescenti con la distanza dal pendio. Danno contributi minori ma comunque di una certa importanza anche la produzione di shear ed il mescolamento; la prima è positiva vicino al pendio e negativa ai limiti superiori dello strato di mescolamento, il secondo è importante in particolare nella zona di interfaccia tra la corrente anabatica e la corrente di ritorno. Nelle fasi successive la produzione di galleggiamento acquista una più marcata variabilità orizzontale ed interessa uno spessore maggiore e crescente, mentre crescono i contributi del trasporto verticale ed orizzontale ed aumenta l'area di maggiore influenza della produzione di shear. Si arriva infine ad una distribuzione dell'energia cinetica turbolenta in cui questa è molto forte vicino al pendio ed è debole nella zona di interfaccia dello strato limite con l'atmosfera libera esterna, dove la sua entità è dovuta soltanto al trasporto (verticale ed orizzontale).

Per la pianura con la presenza del rilievo isolato è stato osservato uno strato limite con strutture ed evoluzione simili a quelle descritte per il pendio isolato. Le differenze sostanziali sono la presenza di un plume termico che rimane fermo sulla cima del rilievo, a causa della simmetria delle correnti che lo raggiungono e lo alimentano provenendo dai pendii, la minore temperatura che lo caratterizza ed anche la minore altezza. L'inversione è presente, ma è collocata solamente tra lo strato mescolato e l'atmosfera esterna ad esso.

Un altro studio di *Serafin & Zardi (2010b)* ha trattato la circolazione atmosferica dello strato limite atmosferico in una valle simmetrica. La valle simmetrica assume due configurazioni diverse: la valle larga e la valle stretta; la prima è delimitata lateralmente da due pendii simmetrici distanti tra di essi ed inferiormente da un fondo piano, di dimensioni comparabili con l'altezza dei pendii; la seconda è delimitata unicamente dai due pendii simmetrici, che si uniscono alla base. Oltre le cime dei pendii si estendono dei piani orizzontali in ciascuna delle due configurazioni. Anche questo studio, come quello descritto in precedenza, è condotto con simulazioni numeriche, nelle quali la zona di interesse è stata ricostruita con caratteristiche bidimensionali e con una stratificazione termica stabile iniziale, quindi esaminata nell'evoluzione della fase diurna. Sono state effettuate 2 simulazioni numeriche (LES), una su una valle larga, l'altra su una valle stretta, entrambe con pendii inclinati di  $30^\circ$ , perché si potesse fare un confronto tra ciò che avviene nelle due diverse



tipologie di valle. In entrambe le configurazioni è stato osservato il formarsi di uno strato limite convettivo sulla zona del fondo valle, di correnti anabatiche in azione lungo i due pendii, di due plume termici sulle sommità dei pendii, di correnti di ritorno in direzione sub-orizzontale, convergenti verso il centro della parte superiore della sezione normale della valle, di un moto di subsidenza nella zona centrale.

L'evoluzione dello strato limite nella valle è stata osservata con l'esame dei campi di velocità, di temperatura potenziale e di energia cinetica turbolenta per fasi successive della giornata. Durante il riscaldamento mattutino la corrente anabatica è caratterizzata da un moto quasi stazionario, ma successivamente essa assume caratteristiche turbolente sempre maggiori. Questo diverso comportamento è attribuito ad una entità del galleggiamento sui pendii che al mattino è appena sufficiente per consentire una corrente di risalita tangenziale, mentre durante il pomeriggio aumenta, rendendo possibile un moto con una più forte componente verticale, quindi caratterizzato dalla presenza di vortici all'interno della corrente di risalita. Nella descrizione dei processi di scambio termico che concorrono al riscaldamento della valle vengono distinti due contributi: il primo è il riscaldamento dall'alto verso il basso (top-down), sostanzialmente identificato con la subsidenza, che prevale nelle prime ore del mattino; il secondo è il riscaldamento dal basso verso l'alto (bottom-up), prevalente a partire dalle prime ore pomeridiane; questo secondo contributo è il risultato dell'effetto combinato del trasporto lungo i pendii dovuto alle correnti anabatiche, che pesa maggiormente nella fase finale della mattinata, e della convezione in vicinanza del fondo, che ha un peso maggiore nella parte iniziale del pomeriggio.

E' stato osservato che la valle stretta è caratterizzata da un'evoluzione che avviene in tempi più brevi, che le correnti anabatiche generate al suo interno hanno una velocità tangenziale più alta, che i plume termici generati ai bordi superiori della valle sono più alti, che l'entrainment (con l'interfaccia con l'atmosfera libera sovrastante) è maggiore e che lo strato limite convettivo sul fondo presenta un minore contenuto di energia cinetica turbolenta.

Nello stesso lavoro viene fatta una valutazione dello spessore dello strato limite che si forma al di sopra della valle, tramite la storia temporale della distribuzione della temperatura mediata orizzontalmente su una sezione normale di essa. Dalle linee isoterme del relativo diagramma si vede un innalzamento nel tempo di questo spessore per il quale si possono distinguere due fasi: una iniziale, nella quale viene raggiunto rapidamente uno spessore pari alla profondità della valle, un'altra nella quale lo spessore cresce in modo molto più graduale dopo aver superato il limite superiore della valle. Nelle ultime ore della giornata, al di sopra della valle stretta lo strato limite arriva ad uno spessore maggiore di quello raggiunto sulla valle larga.

Un terzo lavoro di *Serafin & Zardi (2011)* tratta il fenomeno della generazione dei venti dei sistemi di valle. In esso sono stati indagati soprattutto i disequilibri che ne causano la formazione, mettendo a confronto i meccanismi e le caratteristiche dei trasferimenti di calore durante il riscaldamento diurno, che si verificano rispettivamente su una valle chiusa e simmetrica (*Serafin & Zardi, 2010b*) e su un terreno piano, soggetti entrambi al riscaldamento diurno. Anche questo studio è stato condotto con simulazioni numeriche (LES) in ambienti

modellati con caratteristiche bidimensionali, con una stratificazione termica stabile iniziale. Le due configurazioni confrontate rappresentano le situazioni limite di quanto si verifica negli ambienti reali interessati da questi venti, dove è importante anche la variazione del profilo topografico che c'è nella terza dimensione. Viene verificato che, a causa delle differenze esistenti tra i processi di trasferimento del calore in atto nelle due configurazioni, sottoponendo ad una uguale forzante termica una valle chiusa ed una zona di pianura orizzontale, nella valle si riscontra una temperatura potenziale media maggiore che sul piano. Questo viene spiegato con il coinvolgimento dei contributi della subsidenza (soprattutto nelle prime ore del mattino) e dei plume termici sui limiti superiori dei pendii (soprattutto nelle ore pomeridiane), che fanno scendere, nella porzione centrale del volume della valle, dell'aria proveniente da quote più alte, quindi più calda (in termini di temperatura potenziale), poiché l'ambiente ha inizialmente una stratificazione termica stabile. Lo spessore medio dello strato limite non è significativamente differente nelle due tipologie di ambiente, anche se tale strato raggiunge una quota media che è più alta al di sopra di una valle, in conseguenza della più alta quota media del terreno.

Un riscaldamento di eguale entità produce differenze analoghe anche tra valli strette e valli larghe. L'osservazione delle differenze, esistenti tra l'interno di una valle e la zona sovrastante una pianura, o tra due sezioni normali di ampiezze diverse della stessa valle, nella distribuzione e nel range di temperatura e nella distribuzione della pressione, è in grado di fornire una spiegazione dell'origine delle correnti di valle, in particolare di quelle diurne, come fenomeni che vanno a compensare il disequilibrio dipendente da queste differenze. Esse si manifestano nella quasi totalità delle valli, caratterizzate da una variabilità topografica significativa nelle tre dimensioni.

### 1.3. Isola urbana di calore

Una descrizione sufficientemente semplice ed esauriente della circolazione innescata dalla presenza sul territorio di un'isola urbana di calore è quella fornita dal Bulk Convection Model (BCM), modello i cui dettagli sono riportati in un lavoro teorico e sperimentale pubblicato da *Lu et al (1997a, 1997b)*.

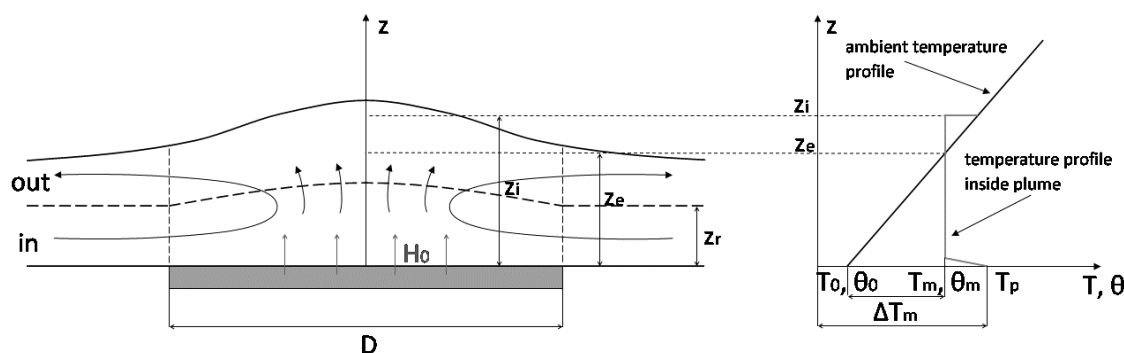


Figura 1.16 - Caratteristiche principali dell'isola di calore urbana

Uno schema molto semplice della struttura dell'isola di calore urbana, della distribuzione verticale della temperatura all'interno di essa e della circolazione generata in essa è quello illustrato nella Figura 1.16. Dal confronto tra i profili della temperatura al centro dell'isola di calore e in una zona vicina ad essa ma non abbastanza da esserne influenzata vengono individuate due altezze caratteristiche: l'altezza di inversione  $z_i$ , che è quella caratterizzata dal valore massimo della differenza  $T_a - T$ , e l'altezza di equilibrio  $z_e$ , che è quella alla quale la differenza  $T_a - T$  cambia segno. In base al profilo della velocità all'interno dell'isola di calore si può individuare una terza altezza caratteristica detta  $z_r$ , cioè l'altezza alla quale la componente orizzontale della velocità cambia verso. Un'altra caratteristica importante dell'isola di calore è l'Aspect ratio, che è definito come rapporto tra l'altezza di mescolamento ( $z_i$ ) ed il diametro ( $D$ ).

Il BCM è un modello di circolazione in cui vengono presi in considerazione i valori caratteristici delle componenti della velocità orizzontale e verticale e la differenza delle temperature caratteristiche all'interno e all'esterno dell'isola di calore. Si fissa un sistema di riferimento bidimensionale  $xz$  con assi  $x$  orizzontale e  $z$  verticale, con origine sul terreno al centro dell'isola di calore; le componenti orizzontale e verticale della velocità sono rispettivamente  $u$  e  $w$ . Si introducono le seguenti grandezze:

- $U$ , il valore medio della componente orizzontale della velocità calcolata all'interno dell'isola di calore dal terreno fino all'altezza di inversione del flusso  $z_r$ ;
- $W$ , il valore medio della velocità verticale a quota  $z_r$  all'interno dell'isola.

La temperatura interna all'isola differisce di una quantità  $\Delta T_m$  (detta intensità dell'isola di calore) da quella esterna ed il flusso di calore in eccedenza, proveniente dal territorio urbano, è detto  $H_0$ . La rappresentazione del modello fisico proposto da *Lu et al. (1997a, 1997b)* è schematizzata nella Figura 1.17. Nel modello le equazioni vengono scritte in coordinate cilindriche, valide nel caso di isola circolare. Il modello di laboratorio qui adottato assume invece che l'isola presenti una forma rettangolare allungata. Le equazioni sono state quindi scritte in coordinate cartesiane. Negli sviluppi successivi il termine  $D$ , pari al diametro dell'isola nella trattazione di *Lu et al.*, assume il significato di dimensione caratteristica dell'isola rettangolare.

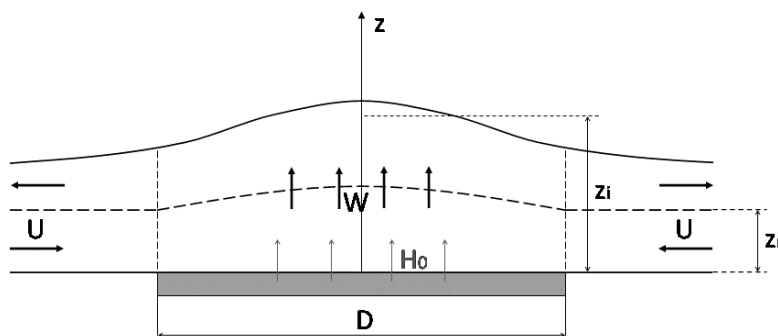


Figura 1.17 - Rappresentazione schematizzata della geometria e della distribuzione della velocità nel Bulk Convection Model.

Si riscrive per completezza il sistema formato dall'equazione di bilancio della massa, dalle proiezioni dell'equazione di bilancio della quantità di moto lungo gli assi  $x$  e  $z$  e dall'equazione di bilancio dell'energia termica; nella scrittura di queste si tiene conto delle ipotesi di Boussinesq e di Poisson per l'atmosfera, si trascurano le forze di Coriolis, le sorgenti di calore interne e l'irraggiamento termico:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (1.3.1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_m}{\partial x} + \nu \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad (1.3.2)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = g \frac{\theta_m}{\theta_0} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_m}{\partial z} + \nu \left( \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \quad (1.3.3)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u \frac{\partial \theta}{\partial x} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} = \kappa \left( \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \right) \quad (1.3.4)$$

In esse  $p_m$  è la deviazione della pressione e  $\theta_m$  quella della temperatura potenziale dalle rispettive distribuzioni del fluido a riposo,  $\rho_0$  e  $\theta_0$  i valori di riferimento sul fondo.

Si assume che la velocità orizzontale entrante in prossimità del terreno e la velocità verticale uscente in corrispondenza della parte superiore del pennacchio siano guidate dalla differenza di pressione  $\Delta p$  tra l'interno e l'esterno dell'isola di calore. Ponendo  $\Delta p$  proporzionale al quadrato della velocità caratteristica e ricordando che il gradiente della deviazione della pressione risulta proporzionale a  $\beta g \Delta T$ , assumendo  $z_r \propto z_i$ , si ha:

$$U \propto (g \beta \Delta T z_i)^{1/2} \quad (1.3.5)$$

Eguagliando la portata di fluido entrante attraverso la superficie laterale che circonda il pennacchio, fino all'altezza  $z_r$ , con quella uscente attraverso la superficie a quota  $z_r$ , si arriva a scrivere la seguente relazione:

$$U D z_i \propto W D^2 \rightarrow U \propto \frac{W D^2}{D z_i} \quad (1.3.6)$$

Infine, essendo il flusso di calore proporzionale a quello fornito in superficie, si ha:

$$\Delta T W \propto \frac{H_0}{c_p \rho_0} \quad (1.3.7)$$

dove  $H_0$  è il flusso di calore superficiale e  $c_p$  è il calore scambiato a pressione costante.

Si noti che le equazioni (1.3.5), (1.3.6) e (1.3.7) rappresentano essenzialmente le equazioni

di bilancio della massa, della quantità di moto e dell'energia, tutte in forma bulk.

La frequenza di Brunt-Vaisala  $N = (g\beta\partial T_a / \partial z)^{1/2}$ , è esprimibile in forma bulk come:

$$N^2 \propto g\beta\Delta T / z_i \quad (1.3.8)$$

Definita la velocità di scala convettiva  $w_D$  come:

$$w_D = (g\beta D H_0 / \rho_0 c_p)^{1/3} \quad (1.3.9)$$

le equazioni (1.3.5) (1.3.6) (1.3.7) (1.3.8) rappresentano 4 relazioni per le 4 incognite  $U$ ,  $W$ ,  $\Delta T$ ,  $z_i$ , che possono essere risolte simultaneamente:

$$\frac{U}{w_D} = \text{cost} \quad (1.3.10)$$

$$\frac{W}{w_D} \propto \frac{w_D}{ND} \quad (1.3.11)$$

$$\frac{z_i}{D} \propto \frac{w_D}{ND} \quad (1.3.12)$$

$$\Delta T_m \propto \frac{w_D N}{g\beta} \quad (1.3.13)$$

Il modello descritto nelle equazioni (1.3.10), (1.3.11), (1.3.12), (1.3.13) con la definizione della velocità di scala convettiva (1.3.9) è insufficiente per la valutazione della distribuzione spaziale di velocità e temperatura, tuttavia fornisce delle relazioni che definiscono gli ordini di grandezza delle variabili che governano il fenomeno in funzione di alcuni parametri di controllo. Tali parametri di controllo risultano necessari per la scrittura in forma adimensionale delle equazioni di bilancio (1.3.1), (1.3.2), (1.3.3), (1.3.4):

$D$	scala delle lunghezze orizzontali e verticali
$\frac{D}{w_D}$	scala temporale
$w_D$	scala della componente orizzontale della velocità
$\frac{w_D^2}{ND}$	scala della componente verticale della velocità
$\frac{w_D N}{g\beta}$	scala della temperatura
$\rho_0 w_D$	scala della pressione

Le equazioni in forma adimensionale (le grandezze adimensionali, ottenute dividendo le variabili  $x, z, t, u, w, \theta, p_m$ , per i rispettivi parametri di scala, sono quelle indicate con  $*$ ) risultano:

$$\frac{\partial u^*}{\partial t^*} + u^* \frac{\partial u^*}{\partial x^*} + Fr w^* \frac{\partial u^*}{\partial z^*} = -\frac{\partial p_m^*}{\partial x^*} + Re^{-1} \left( \frac{\partial^2 u^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 u^*}{\partial z^{*2}} \right) \quad (1.3.14)$$

$$\frac{\partial w^*}{\partial t^*} + u^* \frac{\partial w^*}{\partial x^*} + Fr w^* \frac{\partial w^*}{\partial z^*} = -Fr^{-1} \frac{\partial p_m^*}{\partial z^*} + Fr^{-2} \theta_m^* + Re^{-1} \left( \frac{\partial^2 w^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 w^*}{\partial z^{*2}} \right) \quad (1.3.15)$$

$$\frac{\partial u^*}{\partial x^*} + Fr \frac{\partial w^*}{\partial z^*} = 0 \quad (1.3.16)$$

$$\frac{\partial \theta^*}{\partial t^*} + u^* \frac{\partial \theta^*}{\partial x^*} + Fr w^* \frac{\partial \theta^*}{\partial z^*} = (Re Pr)^{-1} \left( \frac{\partial^2 \theta^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 \theta^*}{\partial z^{*2}} \right) \quad (1.3.17)$$

In queste equazioni sono presenti tre parametri adimensionali: il numero di Reynolds, rapporto tra forze inerziali e sforzi viscosi,

$$Re = \frac{w_D D}{\nu} \quad (1.3.18)$$

il numero di Prandtl, rapporto tra la viscosità cinematica e la diffusività termica,

$$Pr = \frac{\nu}{\kappa} \quad (1.3.19)$$

il numero di Froude, rapporto tra forza d'inerzia e forza peso, definito nella seguente forma (*Cushman, 1994*).

$$Fr = \frac{w_D}{ND} \quad (1.3.20)$$

Il valore tipico di  $Re$  per una città reale di dimensioni  $D \sim 10$  km,  $w_D \sim 2$  m/s e  $H_0 \sim 25$  W/m<sup>2</sup> è dell'ordine di  $10^9$ . Tali valori di  $Re$  sono associati a condizioni del moto fortemente turbolente. Nelle simulazioni di laboratorio dell'UHI, i numeri di  $Re$  ottenuti sono di diversi ordini di grandezza inferiori. È sufficiente, però, superare un valore critico di  $Re$  ed assicurare condizioni di campo di moto turbolente perché la circolazione nel suo complesso non sia influenzata dal numero di Reynolds. Anche il valore del numero di Prandtl non assume importanza in particolare quando è superiore all'unità, come negli esperimenti di laboratorio che utilizzano acqua come fluido di lavoro, dove è circa 7. Dunque il parametro di scala fondamentale per la similitudine delle isole urbane di calore è il numero di Froude. La stratificazione termica risulta importante per  $Fr \leq 1$  e tanto minore è il numero di Froude tanto

più essa sarà prevalente nella determinazione delle caratteristiche della circolazione. In laboratorio si possono ottenere valori di  $Fr$  vicini all'estremo superiore del range dei suoi valori possibili in atmosfera (0.002-0.025; *Clarke & McElroy, 1974*) che corrispondono a condizioni di atmosfera debolmente stabili.

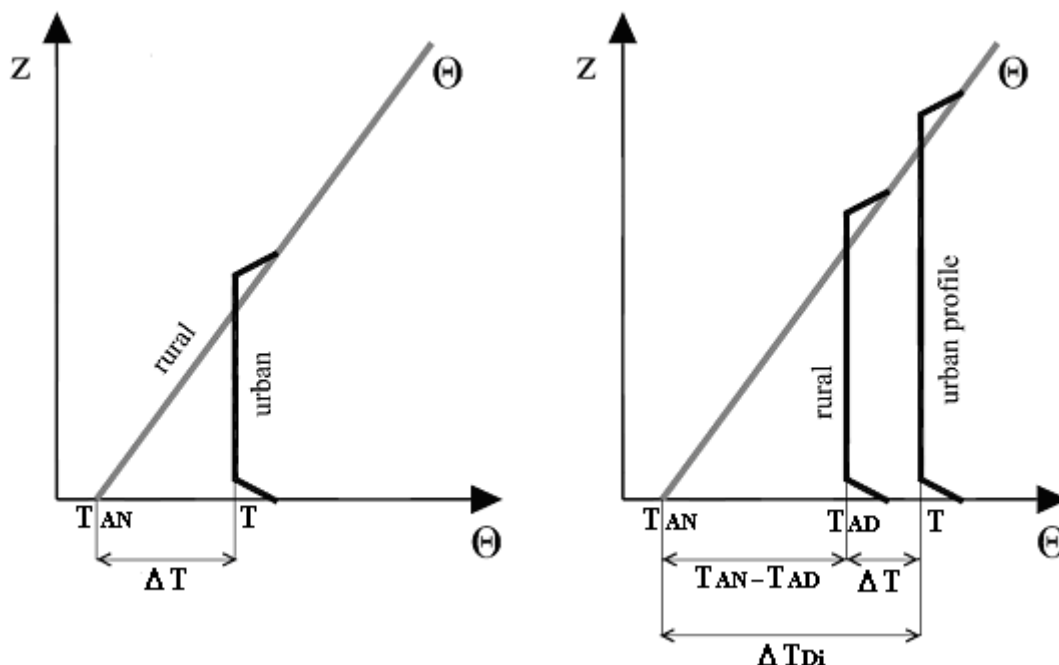


Figura 1.18 – Confronto tra i profili di temperatura potenziale di un'isola di calore in condizioni notturne ed in condizioni diurne, con evidenza posta sulla sovrapposizione dei contributi propri della stratificazione dell'ambiente indisturbato, del mescolamento diurno e dell'isola di calore. Si pone l'equivalenza tra un'isola di calore in condizioni notturne di intensità  $\Delta T$  ed un'isola di calore in condizioni diurne di intensità  $\Delta T_{Di}$  pari alla somma di  $\Delta T_m$  e  $(T_{AD} - T_{AN})$ , dette  $T_{AN}$  e  $T_{AD}$  le temperature dell'ambiente indisturbato in condizioni rispettivamente stabili e mescolate.

Il modello ora descritto è stato sviluppato nell'ipotesi di atmosfera stabilmente stratificata, ma si può estendere anche al caso di atmosfera con presenza dello strato mescolato. Nelle simulazioni numeriche presentate da *Yoshikado (1992)* sull'isola di calore nella città di Tokyo viene dimostrato che, chiamate  $T_{AD}$  e  $T_{AN}$  rispettivamente la temperatura caratteristica diurna e quella al suolo notturna nell'ambiente esterno ad una città e indisturbato, le circolazioni risultanti da due isole di calore sono comparabili se la somma  $\Delta T_{Di} = \Delta T_m + (T_{AD} - T_{AN})$  rimane la stessa. Ovvero un'isola di calore in presenza di mescolamento diurno è simile ad un'isola di calore in condizioni stabili caratterizzata da una maggiore intensità, pari alla somma dell'intensità dell'isola di calore più l'aumento di temperatura prodotto nell'ambiente esterno ad essa dal riscaldamento del suolo. Lo studio di *Cenedese & Monti (2003)* ha dimostrato inoltre che le grandezze di scala ottenute utilizzando  $\Delta T_{Di}$  come intensità dell'isola di calore in luogo di  $\Delta T_m$  (*Lu et al., 1997a e 1997b*) sono valide anche nel caso di atmosfera instabile.

### 1.3.1 Studi di laboratorio

Per lo studio di un'isola di calore sono state realizzate misure di laboratorio (*Lu et al.*, 1997; *Cenedese & Monti*, 2003), misure di campo (*Fast*, 2004; *Martilli et al.*, 2003) ed elaborazioni numeriche (*Yoshikado*, 1992 e 1994).

Le misure di temperatura e velocità di *Lu et al.* (1997a, 1997b) sono state realizzate in una vasca riempita con acqua termicamente stratificata, al centro della quale è stata posta una resistenza scaldata elettricamente, per simulare l'azione di un'isola di calore non disturbata da altri moti; è stato ricostruito il campo di moto e di temperatura da essa indotto, sono stati individuati i parametri di scala e le relazioni tra di essi; è stato inoltre formulato il Bulk Convection Model di cui sopra. Sono state effettuate varie prove, nelle quali è stata variata la dimensione dell'isola, di forma circolare, il gradiente di stratificazione ed il flusso di calore sull'isola. Uno dei risultati di maggiore interesse di tale lavoro è la relazione tra il numero di Froude e l'aspect ratio, ottenuta interpolando linearmente dati raccolti da misure sperimentali e confrontando il risultato con dati presi su campo. In particolare, si ottiene una retta passante per l'origine e con coefficiente angolare 2.86; questo fornisce una prova dell'indipendenza o della scarsa dipendenza del fenomeno dal numero di Reynolds.

Lo studio sperimentale di *Cenedese & Monti* (2003) affronta il problema del moto che si stabilisce in un ambiente costiero con isola di calore urbana investita dalla brezza di mare o di terra. Vengono presentate delle simulazioni effettuate in una vasca riempita di acqua termicamente stratificata, con l'uso della tecnica PTV di analisi di immagine per la ricostruzione del campo di moto e di termocoppie per la misura della temperatura. Questo lavoro è finalizzato a descrivere la struttura di un'isola di calore in condizioni di stratificazione stabile, quindi notturne, a comprendere quali sono i parametri più importanti che ne influenzano le caratteristiche ed il comportamento, quindi a verificare quali siano i più importanti parametri di scala del fenomeno, e quale sia la loro relazione. Una analoga analisi è stata condotta per il caso diurno, quando si è in presenza di mescolamento convettivo e non più di stabilità. Sono infine descritte le strutture che compaiono nei casi in cui un'isola di calore urbana collocata ad una distanza non trascurabile dalla linea di costa interagisce con la brezza di mare, e vengono individuati i parametri più importanti nell'influenzare questa interazione rispetto al caso di un'isola di calore posta a ridosso della linea di costa. Lo studio sperimentale è stato condotto in una vasca che è stata equipaggiata con due scambiatori di calore sul fondo, collegati a due termostati differenti, ciascuno dei quali controlla la temperatura di una metà del fondo, una delle quali sta a rappresentare la terra e l'altra il mare, con un terzo scambiatore sulla superficie libera dell'acqua, sormontato da uno strato rettangolare di polistirene con funzione di isolante termico; il modello di isola di calore aderente al fondo è posizionato in modo tale che il suo centro si trovi dal lato della terra ad una distanza di 450 mm dalla linea di costa. Il modello dell'isola di calore consiste in uno scambiatore di calore elettrico di forma circolare (diametro di 100 mm), attraverso il quale viene erogato un flusso di calore regolabile. Sono effettuate misure di velocità, tramite la tecnica PTV, e di temperatura, tramite termocoppie.



Sono stati studiati in tutto 15 casi, con 5 valori di  $H_0$  diversi per ogni classe di casi: notturni, diurni e diurni con brezza. Il gradiente di stratificazione è stato fissato a  $200 \text{ K m}^{-1}$  per tutti gli esperimenti. Gli Autori osservano il moto in condizioni di stazionarietà; tali condizioni si considerano raggiunte quando la circolazione è pienamente sviluppata ed è trascurabile l'effetto delle pareti laterali. Tramite la ricostruzione di traiettorie su un intervallo di tempo sufficientemente lungo vengono ricostruite le caratteristiche fondamentali della struttura a pennacchio simmetrico e centrato al centro dell'isola di calore, con un flusso orizzontale radialmente convergente fino ad una certa altezza ( $z_r$ ), un flusso verticale verso l'alto intorno alla regione centrale ed un flusso radialmente divergente ad un'altezza compresa tra  $z_r$  e la sommità del pennacchio, che va quasi a coincidere con la  $z_i$  al centro dell'isola. Si nota come la forma dello strato (di mescolamento) interessato da questa circolazione assuma una forma caratteristica a cupola. Viene anche valutato il rapporto di contrazione (rapporto tra il diametro del pennacchio a metà della sua altezza e  $D$ ), pari a circa 0.25. I profili reali e normalizzati della temperatura a varie distanze dal centro dell'isola di calore evidenziano che: 1) gli andamenti caratteristici presentano un primo tratto sottile a gradiente negativo, seguito da un tratto uniforme, l'ultima parte del quale supera l'andamento indisturbato, poi un tratto con pendenza pari a quella della stratificazione iniziale; 2) l'altezza  $z_i$  dipende dalla distanza dal centro (ciò giustifica la forma a cupola); 3) l'altezza  $z_i$  dipende dal flusso di calore  $H_0$  (con andamento crescente); 4) l'andamento della temperatura media adimensionale non dipende dal numero di Froude e di Reynolds. I profili della velocità verticale ed orizzontale normalizzati per vari casi studiati mostrano che ci sono andamenti simili; le velocità caratteristiche verticali però sono più grandi per flussi di calore  $H_0$  maggiori; in questo caso sembra esserci una certa dipendenza dal numero di Reynolds, probabilmente perché il range dei valori ottenuti in laboratorio è al di sotto del campo in cui il numero di Reynolds non influenza più il fenomeno. I profili della deviazione standard normalizzata delle componenti orizzontale e verticale della velocità sono caratterizzati da un andamento approssimativamente costante fino all'altezza del pennacchio e da una brusca diminuzione fino a valori vicini allo 0 per quote superiori. La distribuzione dell'energia cinetica turbolenta mostra valori elevati nella parte superiore del pennacchio e nelle due regioni vorticosi laterali. Le cinque prove effettuate per l'isola di calore in condizioni diurne sono state scalate usando come valori delle grandezze di scala quelli calcolati con un flusso di calore pari alla somma tra  $H_0$  ed  $H_L$  (dove  $H_L$  è il flusso di calore dovuto al riscaldamento diurno). Risulta quindi confermata l'ipotesi di similarità tra l'isola di calore in ambiente termicamente stabile e quella in ambiente termicamente instabile, purché il flusso sia pari alla somma  $H_0+H_L$ , ed è verificata la possibilità di scalare il fenomeno con gli stessi parametri nei due casi. Le cinque prove con interazione tra brezza di mare ed isola urbana di calore rivelano alcune caratteristiche fondamentali dell'interazione: 1) il pennacchio (ovvero la circolazione) perde la sua simmetria rispetto all'asse dell'isola di calore; 2) il centro del pennacchio subisce uno spostamento sottovento rispetto al centro dell'isola di calore ed il suo asse si inclina dal lato sottovento; 3) una parte della brezza di mare viene fermata dall'isola di calore e viene indirizzata verso il mare alla quota del flusso divergente del pennacchio, che si rafforza sul

lato del mare; 4) una parte della brezza di mare passa sopra il pennacchio dell'isola di calore, lo sorpassa e continua a procedere verso l'entroterra (dall'analisi delle traiettorie in prossimità dell'asse del pennacchio si osserva che le traiettorie che iniziano sopravento in parte superano l'asse nella parte alta ed in parte tornano verso il mare, mentre le traiettorie che iniziano sottovento non superano l'asse); 5) si forma una zona di ristagno nel lato sottovento dell'isola di calore. Lo spostamento del pennacchio rispetto al centro (nella posizione originaria) dipende dal rapporto  $U_b/w_D$  (rapporto tra la massima velocità  $U_b$  della brezza e la velocità di scala convettiva orizzontale  $w_D$ ), ed è crescente con esso. Dalla rappresentazione dell'energia cinetica turbolenta si osserva che la zona di massima intensità è la parte superiore del pennacchio, anche al variare dei valori del flusso di calore; i valori massimi registrati variano molto poco, e ciò indica che la presenza della brezza di mare esercita un'influenza importante sulla distribuzione dell'energia cinetica turbolenta, ma non sui suoi valori (che non si accrescono). I profili di temperatura presi alla distanza dal centro dell'isola di calore alla quale mediamente si va a collocare il pennacchio in presenza di brezza risultano analoghi a quelli presi al centro dell'isola di calore diurna senza brezza, ma hanno temperature uniformemente più basse; questo è interpretabile come una sostanziale conservazione della struttura convettiva del pennacchio, che però subisce l'abbassamento di temperatura conseguente all'arrivo di una corrente di fluido relativamente più freddo.

### 1.3.2 Studi di campo e numerici

I risultati di *Yoshikado (1992 e 1994)*, negli studi sull'isola di calore e sulla sua interazione con la brezza di mare, realizzati attraverso elaborazioni numeriche 2D basate sui dati meteorologici raccolti in campagne di misurazioni a Tokyo, risultano confermati e completati da *Cenedese & Monti (2003)*. Per il primo studio sono state realizzate simulazioni numeriche di isole di calore in varie condizioni: indisturbate, in interazione con delle correnti di gradiente di varie intensità, soggette a cicli giornalieri di riscaldamento e raffreddamento, in interazione con la brezza di mare. Nel secondo studio sono invece stati simulati casi di brezza di mare indisturbata ed in presenza di isola di calore con varie dimensioni, intensità e distanze dalla linea di costa. Tali simulazioni hanno avuto lo scopo di valutare come variano le proprietà dell'interazione, in particolare l'intensità della brezza, l'intensità dell'isola di calore e la velocità di penetrazione della brezza nell'entroterra, a seconda delle differenti caratteristiche della brezza di mare e dell'isola urbana di calore. In generale l'autore mostra come un'isola di calore posizionata sulla linea di costa perda la sua struttura a pennacchio sotto l'azione della brezza di mare, mentre un'isola di calore con analoghe caratteristiche ma posizionata ad una certa distanza dalla costa subisca dei cambiamenti ma conservi molte delle caratteristiche della sua struttura; questo avviene perché nel primo caso, a differenza del secondo, l'isola di calore non ha il tempo di formarsi in modo sufficientemente stabile prima dell'arrivo della brezza. Il rallentamento del fronte di brezza nel suo avanzamento verso l'entroterra, dovuto alla presenza di una isola di calore grande, ne ostacola la penetrazione e quindi l'effetto disperdente sugli inquinanti prodotti in città.

*Fast (2004)* presenta i risultati di una campagna di misurazioni di temperatura, effettuata nell'area di Phoenix per 61 giorni dell'estate del 2001, con l'uso di una rete di datalogger (per la temperatura), di misure meteorologiche (di temperatura virtuale e velocità del vento, pressione, temperatura, umidità) e di raccolta di dati di qualità dell'aria, finalizzata principalmente alla valutazione della concentrazione notturna dei precursori dell'ozono, dell'interazione tra di essi durante la rottura dello strato limite stabile notturno e dell'effetto del mescolamento sulla chimica dello strato limite durante le prime ore del mattino. Sono state eseguite misure di temperatura su dei profili pseudo-verticali con i datalogger, di velocità del vento su profili continui verticali con dei Radar Wind Profilers (RWP), di temperatura virtuale con un RASS (Radio Acoustic Sounding System), ed altre misure di pressione, temperatura ed umidità con delle radio sonde montate su velivoli. Vengono riportate, accanto ai profili pseudo-verticali della velocità, le misure occorse per quantificare l'intensità, la variazione diurna e la variazione spaziale dell'isola di calore urbana, quindi l'influenza della velocità del vento e della copertura di nubi sull'intensità dell'isola di calore. Con questa campagna si documentano la presenza di una forte inversione termica che caratterizza il periodo immediatamente precedente all'alba, un'erosione dello strato di inversione che si esaurisce entro le 9 a.m., un riscaldamento che prosegue per l'intero pomeriggio, periodo nel quale le temperature sui pendii risultano più alte di quelle sulla valle. Nel tardo pomeriggio, intorno alle ore 17, lo strato limite ha raggiunto una struttura ben mescolata, che permane fino alle ore 18, ora del tramonto, quando nella maggior parte delle stazioni della valle vengono registrate temperature superiori ai 37 °C. In una giornata che rappresenta un caso particolare ma esemplificativo è stato osservato che, alle ore 1 a.m., l'isola di calore urbana era molto evidente, con temperature che superavano di 5 °C quelle delle zone circostanti il centro di Phoenix. L'intensità dell'isola di calore urbana decresceva gradualmente fino a 3 °C per le ore 6 a.m. I venti occidentali persistevano durante la notte fino a subito prima dell'alba ed i venti catabatici orientali non si formavano a Phoenix fino alle ore 6 a.m. La circolazione prossima alla superficie osservata nel corso di quella sera era simile a quella riscontrata nel corso di molte altre sere della campagna di misure, contrariamente a quanto avviene nella maggior parte delle altre regioni montuose, dove le correnti catabatiche si formano normalmente poco dopo il tramonto. In un caso particolare ma esemplificativo si vede che durante il giorno, tra le 9 e le 18, il centro di Phoenix era solitamente 1-2 °C più caldo delle zone rurali. Dopo il tramonto il valore medio dell'intensità dell'isola urbana di calore era cresciuto di 3-3.5 °C, ma per i valori istantanei era stato osservato un range di valori di circa 10 °C di ampiezza. In generale, intorno alla mezzanotte c'era un picco di intensità dell'isola urbana di calore, che poi decresceva di 0.5 °C e rimaneva all'incirca costante fino a ridosso dell'alba. E' interessante notare che un'isola urbana di calore di 2-3 °C in molti casi persisteva anche 2-3 ore dopo l'alba. Questo è in accordo con le osservazioni di uno strato stabile sottile che spesso permane per qualche ora dopo l'alba, nonostante il riscaldamento intenso in superficie durante l'estate.

#### 1.4. Interazione tra correnti di pendio ed isola urbana di calore

Le interazioni tra correnti di pendio ed isola urbana di calore sono state studiate con misurazioni sul campo (*Asaeda et al., 2000*), elaborazioni numeriche che partono da dati di campo (*Fujino et al., 1999; Savijarvi & Liya, 2001*) e simulazioni di laboratorio (*Cenedese et al., 2004*).

Con le misure di temperatura, umidità relativa, radiazione solare e atmosferica, velocità e direzione del vento nel territorio della città di Nagahama (Giappone), eseguite da *Asaeda et al. (2001)*, si rilevano gli effetti dei venti anabatici e catabatici e dell'isola di calore sugli aspetti climatici della città, ed in particolare sui trasferimenti di calore ed umidità che si verificano durante alcuni cicli giornalieri. Alla circolazione locale partecipa la corrente dovuta al lago Biwa, il più grande del Giappone, che si trova in prossimità della città, e le correnti di brezza dovute alla vicinanza del mare. I dati rilevati sono stati inseriti in un modello numerico (*Fujino et al., 1999*) k-ε 3D, integrato sulla topografia della valle in cui è situata la città di Nagahama. I campi di velocità e di temperatura che si vengono a determinare all'interno della valle, e la storia temporale dei valori di umidità in particolari punti, mostrano un'influenza reciproca dell'isola di calore urbana e delle correnti di pendio provenienti dai territori limitrofi, influenza particolarmente rilevante entro i confini della zona urbanizzata. In particolare, durante il giorno i venti anabatici determinano una circolazione che coinvolge l'intero bacino con un accumulo di umidità in corrispondenza della cima dei rilievi ed il riscaldamento complessivo del bacino. L'accumulo di calore mantiene temperature elevate per un intervallo temporale significativo (circa 12 ore), contribuendo all'effetto dell'isola di calore.

*Savijarvi e Liya (2001)* hanno effettuato delle simulazioni numeriche della circolazione atmosferica nella valle di Lanzhou in Cina, in un modello 2D, con l'utilizzo dei dati ricavati da alcune misurazioni di temperatura e velocità del vento nella stessa zona. Le simulazioni sono state eseguite per tre casi distinti: uno relativo alla sola presenza di correnti di pendio, uno relativo alla presenza dell'isola di calore ed un terzo caso che tiene conto di entrambi i fenomeni. I risultati mostrano che di giorno l'isola di calore urbana esercita un'azione di rallentamento della corrente anabatica nel territorio cittadino, contrastandone gli effetti disperdenti sulle sostanze inquinanti, mentre di notte i venti catabatici rompono l'isola di calore modificando la sua struttura caratteristica, ma veicolano maggiormente le sostanze inquinanti verso il centro della città.

Il lavoro di *Cenedese et al. (2004)* si prefigge di dare una trattazione degli aspetti più generali dell'interazione tra i due fenomeni, mettendo a confronto risultati sperimentali ottenuti a scala di laboratorio con isola di calore e correnti di pendio in tre diverse combinazioni: isola di calore in una valle senza correnti di pendio, correnti di pendio in una valle chiusa senza isola di calore, interazione di isola di calore con correnti di pendio in una valle chiusa. Le simulazioni, effettuate in una vasca riempita con acqua termicamente stratificata, hanno previsto la misura della temperatura e del campo di velocità. Si sono osservate deformazioni dell'isola di calore sotto l'azione delle correnti, differenze nel campo

di temperatura e di velocità al variare del gradiente di stratificazione e dei vari flussi di calore superficiali indotti sui pendii e sull'isola nei diversi casi. L'isola di calore, agendo indisturbata, può far arrivare le parti periferiche della circolazione che la caratterizza fino ai pendii, che vengono in tal caso a limitarne l'estensione; ciò avviene se la stratificazione è sufficientemente bassa in relazione alle dimensioni orizzontali della valle ed alla pendenza dei pendii. Nel caso di interazione con le correnti anabatiche si osserva un abbassamento del pennacchio, dovuto agli effetti della subsidenza legata alla corrente di ritorno e del minore apporto di fluido convergente verso il centro dell'isola, a causa del richiamo in senso divergente esercitato dalle correnti di pendio. Anche queste ultime risentono della presenza dell'isola di calore, dato che la struttura della corrente nella parte inferiore del pendio è maggiormente caratterizzata da moti convettivi. Nel caso di interazione con le correnti catabatiche, il pennacchio subisce un abbassamento. Inoltre, quando è presente l'isola di calore viene osservato un maggiore spessore delle correnti di ritorno in direzione dei pendii.

## 2. APPARATO E PROCEDURE SPERIMENTALI

Gli esperimenti di laboratorio sono stati articolati in 2 fasi: la prima ha previsto l'utilizzo di un modello che riproduce una valle asimmetrica con un solo pendio ed un'isola di calore ad una certa distanza dalla base di esso, la seconda un modello di valle compresa tra due pendii simmetrici con un'isola di calore al centro; in entrambi i casi il modello di valle è posto in una vasca riempita d'acqua dove è possibile regolare il gradiente di stratificazione termica, il flusso di calore sui pendii e quello sull'isola di calore. Sono state condotte diverse prove, con la presenza delle sole correnti di pendio e con entrambi i fenomeni, usando valori diversi variamente combinati delle tre grandezze regolabili, ovvero il gradiente di stratificazione termica dell'atmosfera dell'ambiente circostante, il flusso di calore attraverso le superfici dei pendii e del fondo, il flusso di calore prodotto dall'isola di calore.

### 2.1. Apparato sperimentale

Gli esperimenti sono stati eseguiti in una vasca con il fondo in alluminio e le pareti in vetro, di dimensioni 170 cm (lunghezza), 60 cm (larghezza) e 21 cm (altezza), che nelle prove effettuate è stata riempita di acqua distillata fino ad un livello di 13.5 cm. La vasca è equipaggiata con due scambiatori a fasci tubieri, uno dei quali aderisce alla faccia inferiore del fondo, l'altro viene posto a contatto con la superficie libera dell'acqua contenuta nella vasca. Ciascuno dei due scambiatori è collegato con un termostato, che ne regola la temperatura. Tre delle quattro pareti laterali sono ricoperte con una pellicola nera ed una rimane trasparente per consentire le riprese del fenomeno (Figura 2.1). All'interno della vasca viene posto il modello della valle. Nel caso della prima serie di prove questo è costituito da un cuneo di plexiglas con una faccia in pendenza, giustapposto al lato di una piastra di alluminio orizzontale su cui è applicata, per tutta la lunghezza della sezione, una resistenza rettangolare che simula l'isola di calore (Figura 2.2). La faccia obliqua è di alluminio, ha dimensioni  $32 \times 14.5 \text{ cm}^2$  ed è inclinata con una pendenza di  $20^\circ$ . Per evitare che si abbia una terza componente del moto nella direzione longitudinale della valle, questa è stata chiusa, ponendo in entrambi i casi due lastre di plexiglas nelle sue sezioni estreme.

Il modello utilizzato nella seconda serie di esperimenti comprende due pendii, giustapposti simmetricamente ai lati della piastra orizzontale sulla quale è fissata l'isola di calore, ma per quanto riguarda le altre caratteristiche dei suoi elementi esso è identico a quello della prima serie.

All'interno delle piastre oblique sono poste due serie collegate in parallelo di 6 celle di Peltier, ciascuna di dimensioni  $4 \times 4 \text{ cm}^2$ , che regolano il riscaldamento ed il raffreddamento delle superfici dei pendii. Le celle di Peltier sono dei dispositivi termoelettrici in grado di trasferire calore tra due zone per effetto del passaggio di corrente continua al loro interno. Lo schema elettrico di un componente elementare di una cella di Peltier è quello di un circuito dove sono presenti due conduttori di materiali diversi, che hanno giunzioni in due punti. In genere i materiali usati sono due semiconduttori, entrambi sottoposti a drogaggio, ma l'uno di tipo P (positivo), ovvero con l'aggiunta di un elemento il cui numero di elettroni di valenza è maggiore di quello del semiconduttore, mentre l'altro di tipo N (negativo), cioè con un elemento avente il numero di elettroni di valenza minore di quello del semiconduttore. Se viene imposta una tensione tra i poli del circuito c'è passaggio di corrente ed uno dei due punti si scalda fino ad una temperatura  $T_1$ , mentre l'altro si raffredda fino ad una temperatura  $T_2$ . Invertendo la polarità della tensione, la corrente scorre in verso contrario, di conseguenza i punti di giunzione presentano temperature invertite. È stata osservata una relazione di proporzionalità tra la corrente di alimentazione del circuito ed il flusso di calore che si stabilisce tra i giunti; tale relazione dipende da una costante, detta coefficiente di Peltier caratteristica dei materiali con cui è costruito il circuito. Le celle di Peltier in uso comune sono formate da una serie di coppie di elementi i cui giunti, realizzati con delle sottili lamine di rame, sono collegati con due piastre sottili parallele tra di esse, tra le quali si realizza la differenza di temperatura con il verso voluto.

La resistenza che ha la funzione di simulare l'isola di calore è di  $440 \text{ } \Omega$  ed è isolata all'interno di un nastro di poliimide molto sottile, di forma rettangolare di spessore  $0.2 \text{ mm}$  e di dimensioni orizzontali  $5 \times 30 \text{ cm}^2$ .

In tutte le prove eseguite è stato necessario creare un ambiente termicamente stratificato all'interno della vasca, con una distribuzione lineare della temperatura. Per imporre tale stratificazione all'acqua utilizzata sono state fissate le temperature del fondo della vasca e della superficie libera dell'acqua con due termostati, ciascuno collegato al relativo scambiatore. Perché la stratificazione raggiunga un profilo verticale approssimativamente lineare è necessario attendere circa 16 ore. Nell'intervallo di tempo necessario affinché la stratificazione divenga stabile vengono misurate in vari istanti di tempo le temperature dell'acqua lungo un profilo verticale, per controllare se la distribuzione della temperatura lungo la verticale si sta progressivamente avvicinando al profilo lineare desiderato. A tale scopo si usano gli stessi strumenti impiegati per le misurazioni del campo termico, che verranno descritti più avanti. Per dare luogo al riscaldamento ed al raffreddamento dei pendii, i circuiti contenenti le celle di Peltier vengono alimentati in corrente continua, regolando la tensione ad un valore fisso, con le polarità opposte per ciascuno dei due casi. Nel caso del raffreddamento dei pendii bisogna eliminare il calore che si accumula sulle facce inferiori delle celle di Peltier, cioè all'interno dei cunei di plexiglas, che sono cavi e contengono acqua; per fare ciò si interviene raffreddando ulteriormente con un circuito alimentato con acqua termostata (a  $12 \text{ } ^\circ\text{C}$ ). Non è possibile stabilire a priori una relazione che permetta di associare la tensione o la corrente di alimentazione dei circuiti elettrici di riscaldamento o di

raffreddamento dei pendii con il flusso di calore superficiale scambiato dai pendii con l'acqua a contatto. Il riscaldamento diurno del fondo orizzontale della valle viene realizzato imponendo allo scambiatore del fondo una temperatura aumentata di uno scarto  $\Delta T$  rispetto al valore usato per la stratificazione iniziale.

Il flusso di calore superficiale erogato dall'isola di calore urbana si può invece stimare direttamente dalla tensione imposta ai morsetti della resistenza, usando la legge di Joule; in questo caso si fa l'ipotesi che la resistenza dissipi metà del flusso di calore in acqua e metà nel fondo di metallo.

## 2.2. Tecniche di misura della velocità

Il campo di velocità è stato determinato acquisendo immagini del moto dell'acqua che si svolge su una superficie piana verticale, posta nella sezione normale centrale del modello di valle, ed eseguendo la ricostruzione lagrangiana del moto con l'applicazione della tecnica di analisi di immagine Feature Tracking. La sezione di prova è stata illuminata con una lama piana di luce bianca, successivamente all'inseminazione del campo con particelle di tracciante passivo, per la visualizzazione del moto del fluido.

Nel presente lavoro è stato utilizzato del polline di pino, scelto per le sue proprietà di essere un tracciante granulare, di riflettere la radiazione visibile, di avere un'elevata porosità e quindi un'elevata superficie specifica. Quest'ultima proprietà gli permette di assorbire molta acqua, tanto da raggiungere una densità molto vicina ad  $1 \text{ g/cm}^3$  in tempi relativamente brevi. La frazione granulometrica del polline utilizzato è quella compresa tra i  $50 \text{ }\mu\text{m}$  e i  $100 \text{ }\mu\text{m}$ . L'inseminazione viene praticata in una zona coincidente con la zona illuminata del campo, con la cura necessaria per ottenere una concentrazione omogenea. Il tracciante viene illuminato con un fascio di luce bianca, emessa da una lampada alogena, della potenza massima di  $160 \text{ W}$ , munita di un cavo a fibre ottiche, che nella propria sezione finale è espanso in modo tale da assumere una forma lineare di estensione pari a  $41 \text{ cm}$ , e completa di una lente cilindrica che permette di regolare l'ampiezza della lamina di luce. La sorgente è stata posizionata ad una distanza di  $10 \text{ cm}$  dalla copertura della vasca, nella quale è stata praticata una feritoia in corrispondenza della sezione da visualizzare per consentire il passaggio della luce.

Per le prove della prima serie è stata utilizzata una telecamera del tipo DALSA, con frequenza di acquisizione  $10 \text{ Hz}$ , avente le caratteristiche riportate nella tabella 2.1, nella quale sono riassunti i parametri con cui essa è stata regolata per le riprese effettuate. Per alcune prove sono state utilizzate due telecamere, che inquadrano aree delle stesse dimensioni, con un'area in comune di  $1 \text{ cm}$  in direzione orizzontale. L'area inquadrata da ciascuna di esse ha dimensioni  $23 \text{ cm} \times 17 \text{ cm}$ .



**Tabella 2.1**

Tipo di sensore	CMOS
Dimensioni del sensore	2352 x 1728 pixels
Focale obiettivi	25 mm
Apertura del diaframma	Totalmente aperto
Frequenza di acquisizione massima	30 Hz
Tempo di esposizione	50 ms
Gain	4096
Progressive scan	immagini non interlacciate

Per quanto riguarda la seconda serie di prove, data l'ampiezza dell'area da inquadrare, le immagini sono state acquisite alla frequenza di 25 Hz da due telecamere SONY-XC8500CE, aventi le caratteristiche specificate e regolate con i parametri riassunti nella tabella 2.2, che inquadrano una zona delle dimensioni di 21 cm x 15 cm. Le aree acquisite da ciascuna telecamera presentano una zona di sovrapposizione di 1 cm in direzione orizzontale.

**Tabella 2.2**

Tipo di sensore	CCD
Dimensioni del sensore	764 x 576 pixels
Focale obiettivi	25 mm
Apertura del diaframma	Totalmente aperto
Frequenza di acquisizione	25 Hz
Tempo di esposizione	20 ms
Gain	Automatico
Progressive scan	immagini non interlacciate

Per conoscere la dimensione del campo ripreso in unità del S.I., per ciascuna acquisizione è stata effettuata la calibrazione, operazione che consiste nella ripresa di un bersaglio graduato con intervalli di ampiezza nota, posizionato sul piano illuminato dalla lamina di luce. Nel nostro caso specifico, la calibrazione è stata utilizzata per trovare il rapporto tra le misure in pixels e le misure in centimetri rappresentative delle stesse lunghezze, rispettivamente nei fotogrammi e nel campo reale ripreso, ma anche per individuare le posizioni dei campi ripresi e l'estensione orizzontale della zona di sovrapposizione delle due sequenze di immagini quando necessario.

Per l'analisi d'immagine effettuata in questo studio è stata scelta la tecnica del Feature Tracking (FT). Questa rientra nella categoria di metodi detti dell'Optical Flow, che nell'ipotesi di invarianza delle condizioni di illuminazione (Brightness Constancy Constrain, BCC) tra fotogrammi consecutivi, assumono costante la derivata sostanziale dell'intensità luminosa.

Il metodo può essere spiegato con un approccio differenziale, nell'ipotesi di piccoli spostamenti delle particelle tra fotogrammi consecutivi. Se si prende in considerazione il

campo scalare di intensità luminosa  $I(x,y)$  di una generica finestra di interrogazione  $W$  e si assume che le superfici delle particelle siano lambertiane, cioè che la loro luminosità non dipenda dal punto di vista dell'osservatore, è possibile esprimere la condizione di conservazione dell'intensità luminosa con quest'equazione:

$$\frac{DI}{Dt} = \frac{\partial I}{\partial t} + u \frac{\partial I}{\partial x} + v \frac{\partial I}{\partial y} = \frac{\partial I}{\partial t} + \nabla I^T \cdot \mathbf{U} = I_t + uI_x + vI_y = 0 \quad (2.2.1)$$

$$\text{con } \nabla I(\mathbf{x}, t) = \begin{bmatrix} \frac{\partial I(\mathbf{x}, t)}{\partial x} \\ \frac{\partial I(\mathbf{x}, t)}{\partial y} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I_x \\ I_y \end{bmatrix} \quad \text{e } \mathbf{U} = (u, v) \quad (2.2.2)$$

Quest'equazione esprime la condizione che le variazioni dell'intensità luminosa che avvengono nel tempo sono legate al trasporto dei gradienti dell'intensità stessa.

Se l'equazione (2.2.1) viene calcolata in un solo punto, questa rappresenta una sola equazione in due incognite, ovvero le due componenti della velocità. Se invece l'equazione viene valutata sulla regione rettangolare  $W$  costruita intorno ad un pixel, ne risultano un numero sufficiente di informazioni per ottenere  $u$  e  $v$ . Il problema viene dunque formulato come una minimizzazione ai minimi quadrati e la soluzione ottenuta risulta essere il vettore velocità che meglio approssima il movimento della finestra d'interrogazione.

Viene quindi introdotta una funzione di costo denominata SSD (Sum of Squared Differences), che rappresenta la dissimilarità della finestra  $W$  all'interno dell'immagine  $I$  calcolata al tempo  $t_A$  ( $I_A$ ) e al tempo successivo  $t_B = t_A + \Delta t$  ( $I_B$ ). Essendo:

$$I_B = I_A + \left( \frac{DI}{Dt} \right)_{t_A} \Delta t \quad (2.2.3)$$

risulta:

$$SSD = \frac{1}{W \Delta t^2} \int_W \{I_B - I_A\}^2 dW = \frac{1}{W} \int_W \left\{ \left( \frac{DI}{Dt} \right)_{t_A} \right\}^2 dW = \frac{1}{W} \int_W \left\{ \left( \frac{\partial I}{\partial t} + \nabla I^T \cdot \mathbf{U} \right) \right\}^2 dW \quad (2.2.4)$$

La SSD può essere espressa come riportato perché per il modello traslazionale, che è qui adottato, si immagina che tutti i punti appartenenti alla finestra di indagine si muovano con la stessa velocità. Derivando la funzione di costo SSD rispetto a  $\mathbf{U}$ :

$$\frac{\partial SSD}{\partial \mathbf{U}} = \frac{2}{W} \int_W \nabla I \left( \nabla I^T \cdot \mathbf{U} + \frac{\partial I}{\partial t} \right) dW = \frac{2}{W} \int_W \left\{ \begin{bmatrix} I_x^2 & I_x I_y \\ I_y I_x & I_y^2 \end{bmatrix} \cdot \mathbf{U} + \begin{bmatrix} I_x I_t \\ I_y I_t \end{bmatrix} \right\} dW \quad (2.2.5)$$

Ponendo la relazione precedente pari a zero si ottiene la relazione che consente la stima di  $\mathbf{U}$ :

$$\begin{bmatrix} \int_w I_x^2 dW & \int_w I_x I_y dW \\ \int_w I_y I_x dW & \int_w I_y^2 dW \end{bmatrix} \cdot \mathbf{U} + \begin{bmatrix} \int_w I_x I_t dW \\ \int_w I_y I_t dW \end{bmatrix} = 0 \quad (2.2.6)$$

o più semplicemente:

$$\underline{\mathbf{G}} \cdot \mathbf{U} + \mathbf{b} = 0 \Rightarrow \mathbf{U} = -\underline{\mathbf{G}}^{-1} \cdot \mathbf{b} \quad (2.2.7)$$

Scritta in forma discreta  $\underline{\mathbf{G}}$  risulta pari a:

$$\underline{\mathbf{G}} = \sum_w (\nabla \mathbf{I} \cdot \nabla \mathbf{I}^T) = \begin{bmatrix} \sum_w I_x^2 & \sum_w I_x I_y \\ \sum_w I_x I_y & \sum_w I_y^2 \end{bmatrix} \quad (2.2.8)$$

La stima del valore di  $\mathbf{U}$  è possibile pertanto solo se la matrice  $\underline{\mathbf{G}}$  risulta invertibile. La matrice  $\underline{\mathbf{G}}$  è invertibile nel solo caso in cui i suoi autovalori siano entrambi diversi da zero. In tal caso, nel punto considerato, viene riconosciuta l'esistenza di una feature. Se infatti i due autovalori sono nulli, l'intensità luminosa si mantiene costante in entrambe le direzioni principali. Se invece uno solo dei due è nullo, l'intensità luminosa non subisce variazioni lungo una delle due direzioni principali del campo; in questo caso si può individuare un bordo della feature soltanto secondo l'altra direzione principale. Affinché il campo di moto risulti attendibile, gli ordini di grandezza degli autovalori della matrice  $\underline{\mathbf{G}}$  devono essere confrontabili. Inoltre, affinché le particelle siano effettivamente riconoscibili, la loro luminosità deve essere superiore al rumore di fondo, comunque presente nelle immagini. Quest'ultima condizione implica che il minimo dei due autovalori sia maggiore di un certo valore di soglia  $\lambda_T$ :

$$\min(\lambda_1, \lambda_2) > \lambda_T \quad (2.2.9)$$

Per queste ragioni la SSD viene calcolata soltanto per quei domini che presentano all'interno gradienti elevati di intensità luminosa in entrambe le direzioni x e y, e tali finestre non sono distribuite secondo una griglia regolare.

Nel presente lavoro la tecnica del Feature Tracking viene attuata con l'uso di un software chiamato YATS (Yet Another Tracking Software), il quale permette di elaborare un filmato

dato in ingresso scegliendo le dimensioni della finestra  $W$ , il valore minimo che gli autovalori possano assumere, quindi la soglia  $\lambda_T$ , e il minimo valore ammissibile della distanza tra due features diverse. E' in aggiunta possibile operare un sottocampionamento dei frames, scegliendo l'immagine di partenza dell'analisi, la frequenza dei fotogrammi da analizzare rispetto a quella del filmato in ingresso, il numero totale dei frames da analizzare. Il software prevede inoltre la possibilità di analizzare soltanto una sotto-finestra rettangolare dell'immagine ripresa, e di limitare il numero delle features analizzate in essa.

### 2.3. Tecniche di misura della temperatura

Le temperature vengono misurate con termocoppie in rame e costantana di tipo T lungo profili verticali di particolare interesse.

Le termocoppie che sono state usate in questo lavoro sono formate da una coppia di fili, di cui uno di rame ed uno di costantana (lega rame 60% - nichel 40%), congiunti soltanto ad una estremità (terminale con funzione di giunto caldo) e ricoperti di un sottile strato protettivo di alluminio. L'altra estremità di ciascun filo termina con uno spinotto, che va inserito in una presa di un pannello, collegato all'apparato con il quale si realizza il giunto freddo del circuito, e anche ad alcuni moduli di una centralina che presiede alla misurazione elettronica delle differenze di potenziale rilevate tra il giunto freddo ed il giunto caldo.

Il giunto freddo viene immerso in una sospensione di acqua e ghiaccio frantumato, contenuta in un vaso Dewar, un contenitore con pareti isolanti costituite da due strati di vetro tra i quali è stato creato il vuoto, contornate da uno strato di gommapiuma. In questo modo si mantiene il giunto freddo rigorosamente ad una temperatura di  $0^{\circ}\text{C}$ , controllata periodicamente con un termometro, che fa da punto di riferimento per le temperature successivamente misurate dalle termocoppie, permettendo di determinarne i valori assoluti.

Le temperature sono state registrate con frequenza pari ad 1 Hz tramite dei moduli elettronici (ADAM 5018), in numero di cinque ed ognuno costituito da sette canali. L'operazione di acquisizione delle differenze di potenziale misurate è avviata attraverso il software LabView, che permette di regolare la frequenza e la durata delle acquisizioni, di specificare la tipologia dei moduli impiegati e di nominare il file di testo dove verranno immagazzinati i dati raccolti, sotto forma di numeri decimali esprimenti valori in mV. Le misure di differenza di potenziale effettuate con questi strumenti hanno una risoluzione di 0.001 mV, ed una precisione pari a 0.004 mV. La costante di tempo delle termocoppie usate è di circa 0.3 s.

Le termocoppie sono strumenti che richiedono taratura, perché misurano un valore di differenza di potenziale che deve essere convertito in un valore di differenza di temperatura e, poiché l'effetto Seebeck, alla base del funzionamento delle termocoppie, presuppone una relazione di proporzionalità diretta tra le due grandezze, basta trovare un fattore di conversione da applicare ai valori misurati da ciascuna termocoppia. Per tarare le termocoppie le si immerge in un bagno termostatico, con il giunto freddo allo zero termico, e si ripetono le

misure di differenza di potenziale per diversi valori della temperatura dell'acqua. Si riesce così a costruire per ogni termocoppia una successione di punti sperimentali che, collocati su un piano  $\Delta V-\Delta T$  ed interpolati linearmente, portano alla costruzione di una retta il cui coefficiente angolare è pari al fattore di conversione da adottare per la specifica termocoppia.

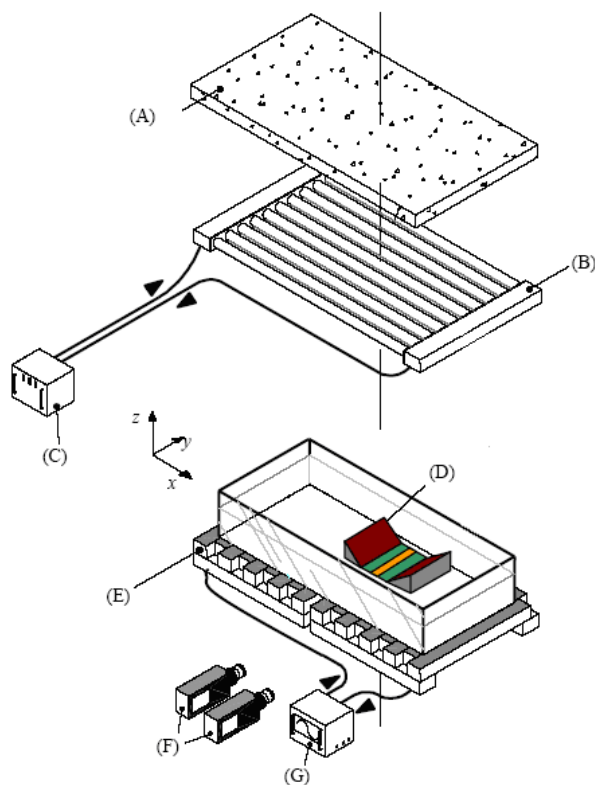


Figura 2.1 - Elementi dell'apparato sperimentale: A) strato isolante, B) scambiatore di calore sulla superficie libera, C) termostato della superficie libera, D) modello della valle, E) scambiatore di calore del fondo, F) telecamere (possono essere 1, 2 o 3), G) termostato del fondo.

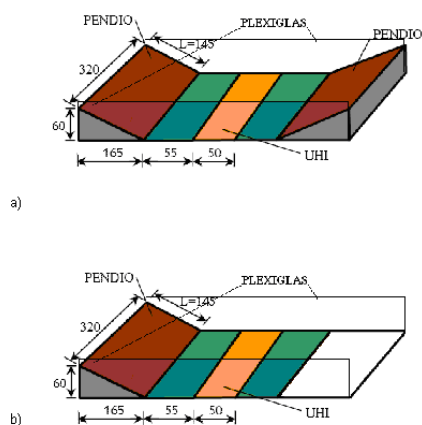


Figura 2.2 - Modello della valle (a) con due pendii e (b) con un pendio.

### 3. RISULTATI SPERIMENTALI

In questa sezione verranno presentati i risultati delle due serie di prove condotte, ovvero quelle con pendio singolo e quelle con due pendii disposti in modo tale da formare una valle simmetrica. Per ciascuno dei casi esaminati verranno presentati l'evoluzione nel tempo del campo di velocità, con la rappresentazione con mappe vettoriali, l'evoluzione della temperatura su alcuni profili (si veda Figura 3.1), l'evoluzione delle componenti della velocità sui medesimi profili, i profili dello spessore e della velocità tangenziale massima della corrente lungo il pendio, l'evoluzione dello spessore in un punto, le varianze e le covarianze delle componenti della velocità su di un profilo.

#### 3.1. Prima configurazione topografica: pendio singolo

Nella tabella 3.1 sono riportati i parametri delle prove effettuate:

- sola corrente anabatica senza isola di calore con due differenti gradienti di stratificazione iniziale (esperimenti 1 e 4),
- sola corrente catabatica senza isola di calore con tre differenti gradienti di stratificazione iniziale (esperimenti 2, 5 e 6),
- sola corrente catabatica senza isola di calore con un flusso di calore più basso sul pendio (esperimento 7),
- interazione di un'isola di calore con una corrente anabatica (esperimento 3).

Esperimento	Descrizione	$T_{\text{fondo}}$	$T_{\text{superficie}}$	Gradiente stratificazione	Flusso calore pendii	$\Delta T$ riscaldamento fondo valle	Flusso calore isola
		(K)	(K)	(K m <sup>-1</sup> )	(kW m <sup>-2</sup> )	(K)	(kW m <sup>-2</sup> )
1	Anabatico	302.1	314.2	90	1	+ 4	0
2	Catabatico	302.2	314.2	90	1	0	0
3	Anabatico + UHI	297.2	310.9	100	1	+ 5	0.6
4	Anabatico	297.2	317.4	150	1	+ 4	0
5	Catabatico	297.3	317.9	150	1	0	0
6	Catabatico	297.4	306.1	60	1	0	0
7	Catabatico	297.2	311.0	100	0.1	0	0

Tabella 3.1 - Parametri relativi alle 7 prove effettuate.

La durata complessiva di ciascun esperimento è di 600 s. Le mappe di campo qui presentate sono state realizzate mediando i campi di velocità, ricavati con l'analisi di

immagine (capitolo 2), su intervalli di tempo di 10 s e di 1 s, centrati ai tempi  $t$  associati alle figure. Tramite mappe di colore viene rappresentato anche il campo di vorticità. Le componenti della velocità e la temperatura sono valutate sui profili A, B e C della Figura 3.1, e nella stessa sono indicati gli assi di riferimento delle componenti della velocità. I profili di velocità sono stati costruiti associando a ciascuno dei punti in cui essi risultano discretizzati il valore medio della velocità, calcolato sui campioni ottenuti dall'analisi lagrangiana in un intorno del punto ed in un intervallo di tempo entrambi limitati. Il raggio dell'intorno è stato scelto pari a 10 pixel e l'ampiezza dell'intervallo di tempo è di 10 s. Per determinare la stratificazione iniziale dell'ambiente indisturbato sono state eseguite misure della temperatura su un profilo verticale, posizionato all'interno della vasca ma distante dalle sue pareti e dal modello della valle, subito prima dell'inizio di ciascun esperimento, cioè del tempo  $t=0$ .

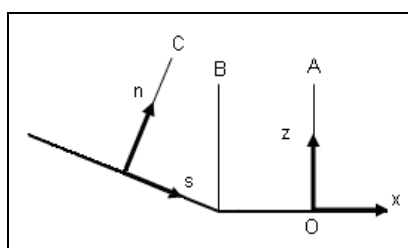
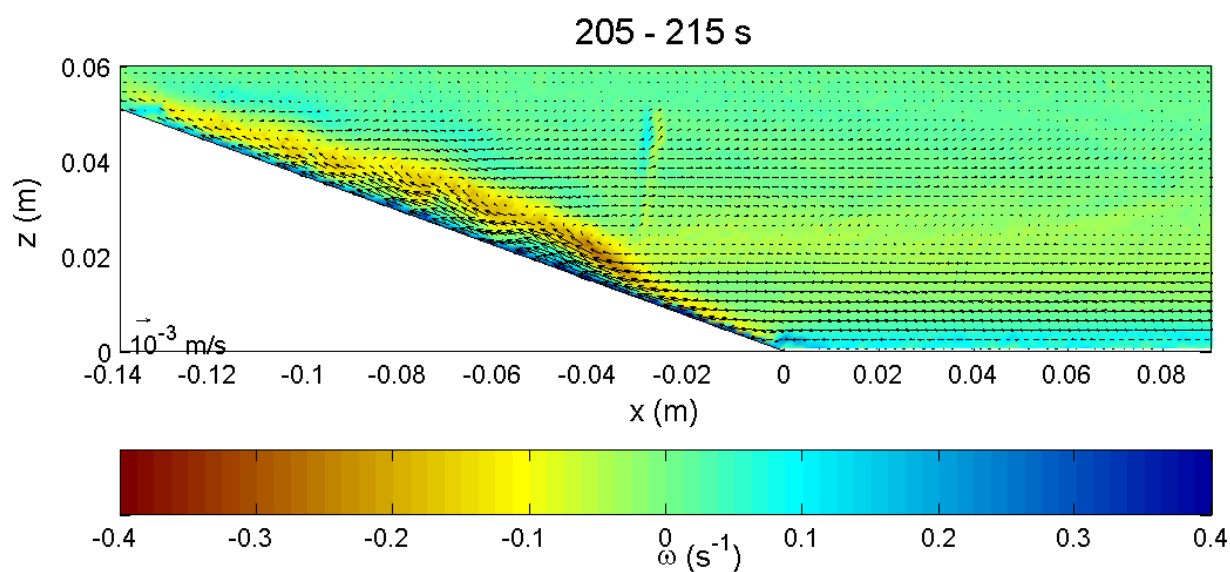


Figura 3.1 - Posizione dei profili ed assi di riferimento delle componenti

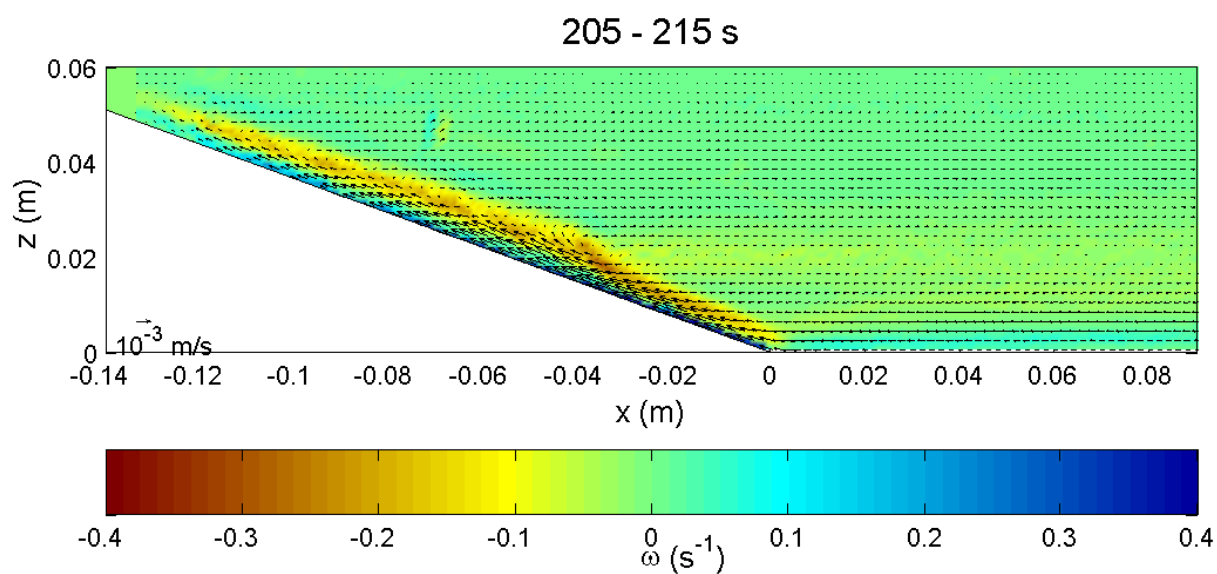
### 3.1.1 Casi corrente anabatica

Qui verranno presentati e posti a confronto i casi 1 e 4, nei quali è stato imposto lo stesso valore del flusso di calore fornito dalla superficie dei pendii ma due diversi gradienti di stratificazione:  $100 \text{ K m}^{-1}$  per il caso 1 e  $150 \text{ K m}^{-1}$  per il caso 4. Il riscaldamento dei pendii e del fondo è stato attivato al tempo iniziale di ogni esperimento.

### 3.1.1.1. Evoluzione del campo di velocità

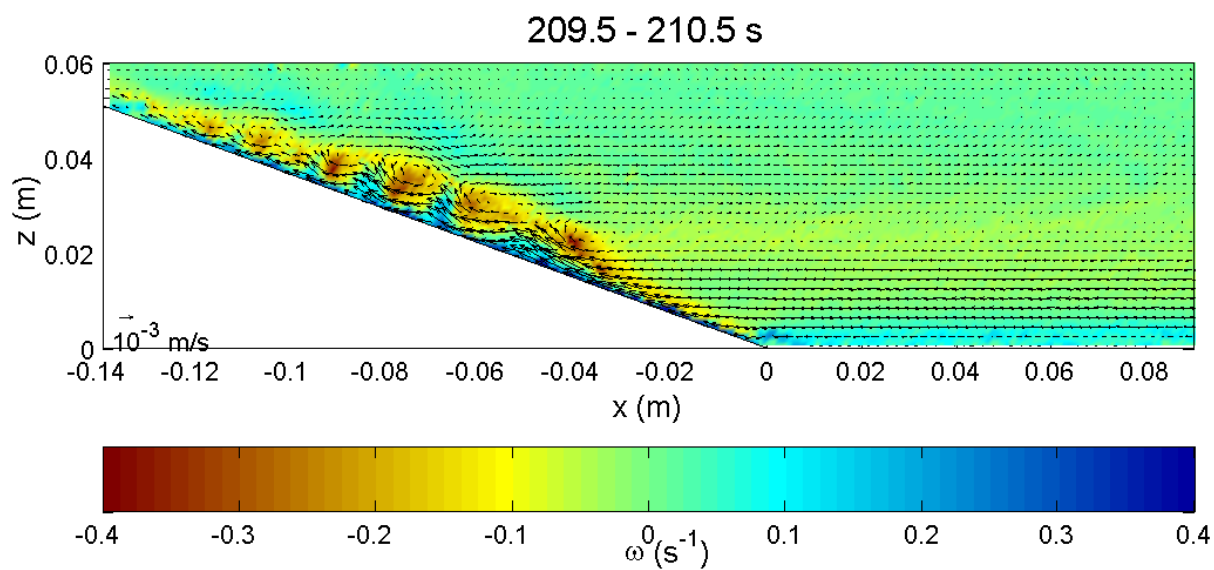


Mappa 3.1.1.1 - Campo fluidodinamico al tempo  $t=210$  s (caso 1,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ , media su 10 s)

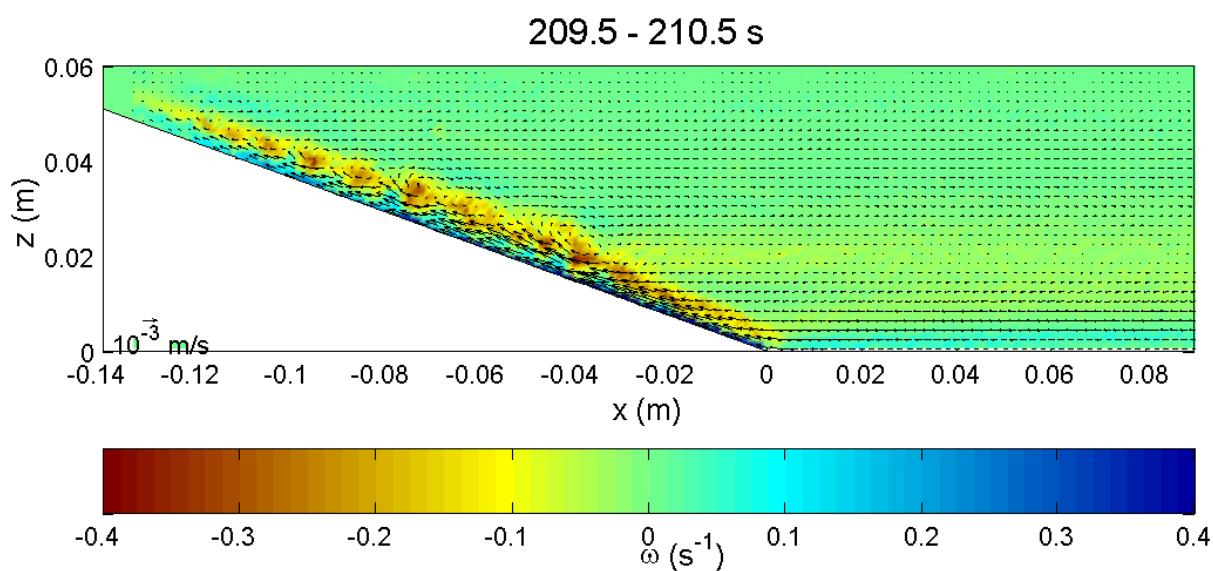


Mappa 3.1.1.2 - Campo fluidodinamico al tempo  $t=210$  s (caso 4,  $\Gamma=150 \text{ K m}^{-1}$ , media su 10 s)

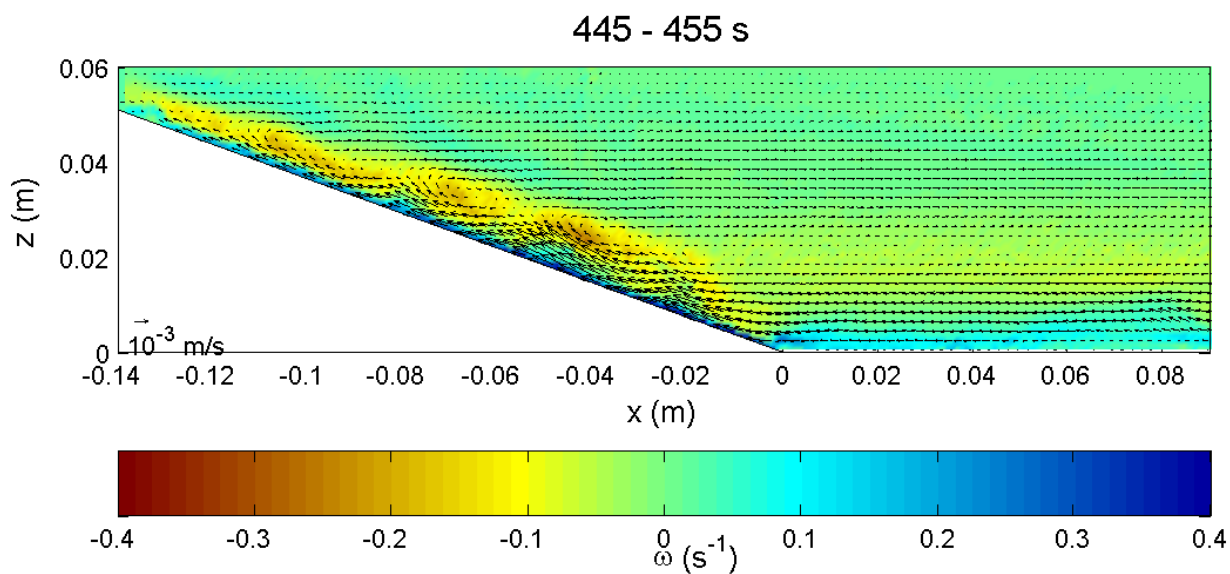




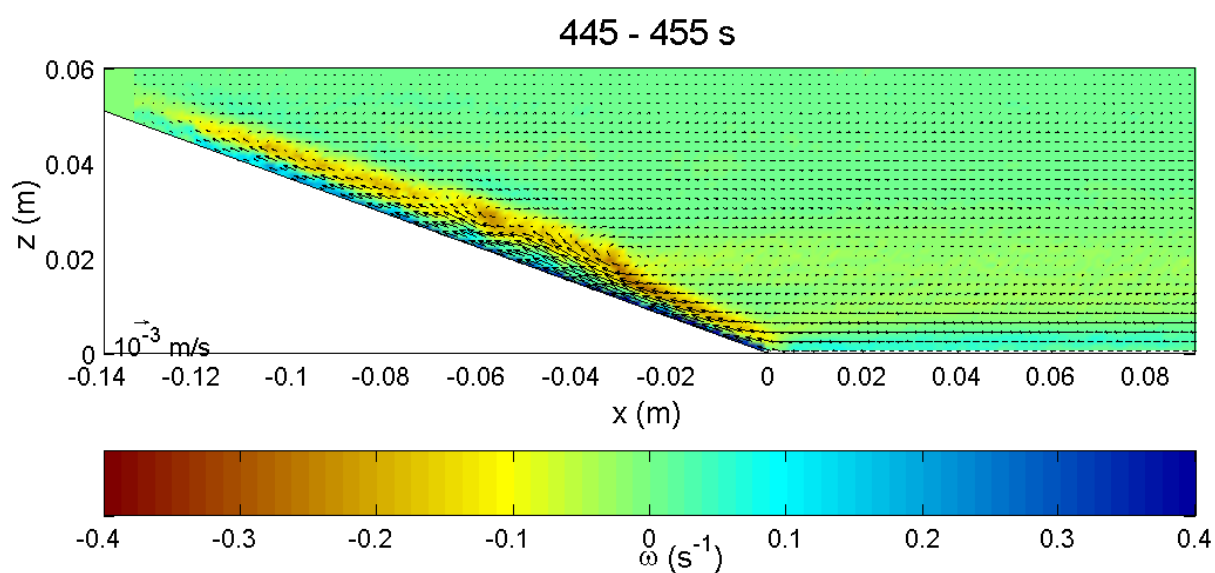
Mappa 3.1.1.3 - Campo fluidodinamico al tempo  $t=210$  s (caso 1,  $\Gamma=100$  K m<sup>-1</sup>, media su 1 s)



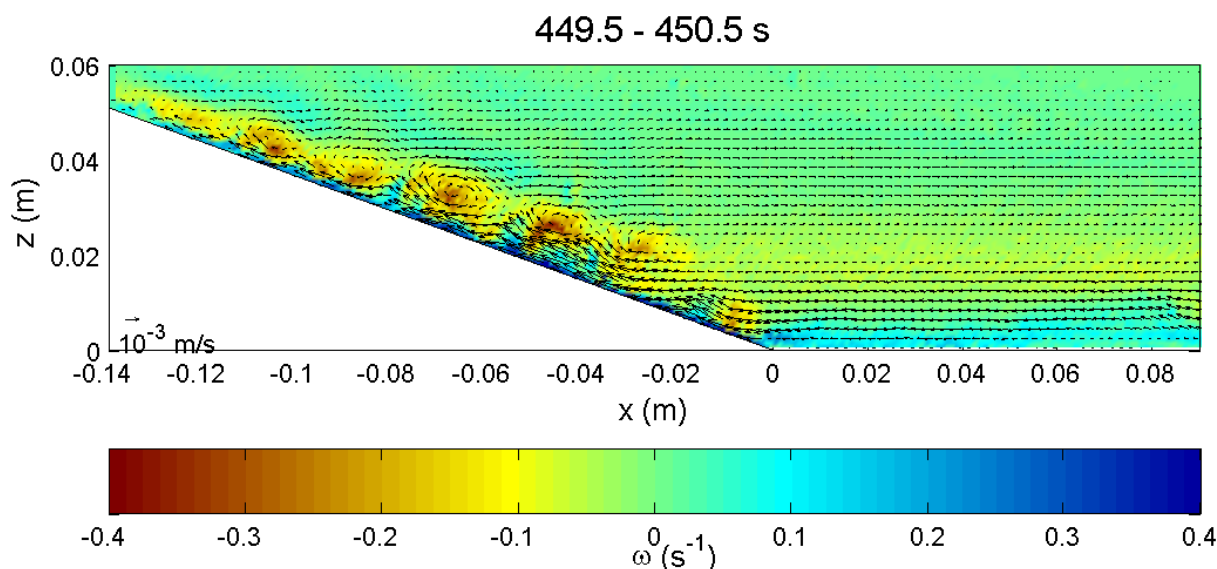
Mappa 3.1.1.4 - Campo fluidodinamico al tempo  $t=210$  s (caso 4,  $\Gamma=150$  K m<sup>-1</sup>, media su 1 s)



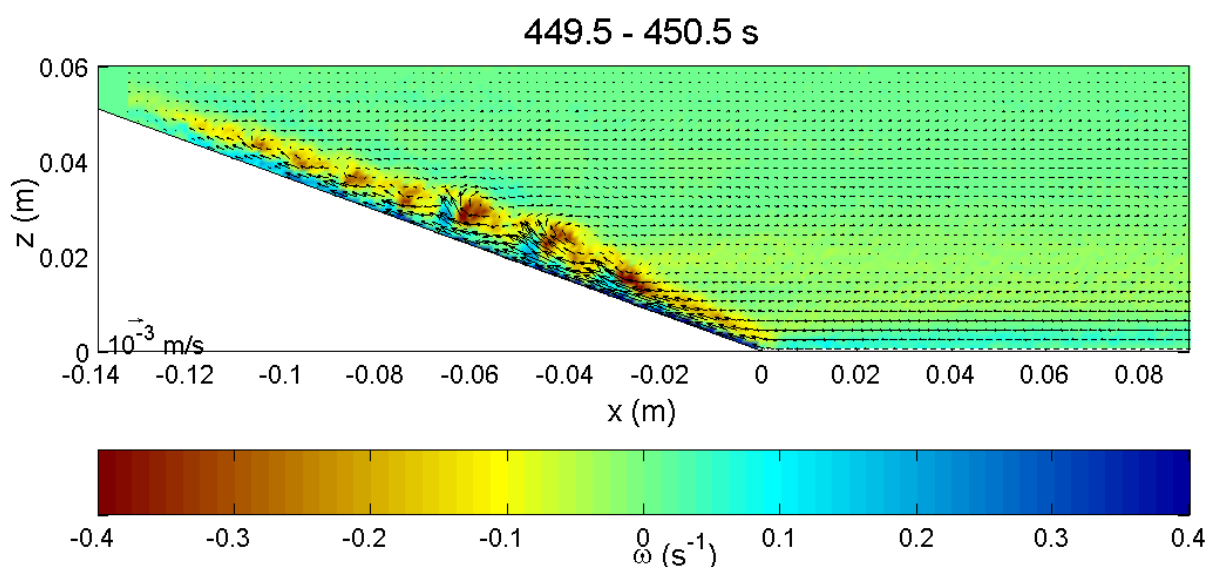
Mappa 3.1.1.5 - Campo fluidodinamico al tempo  $t=450 \text{ s}$  (caso 1,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ , media su 10 s)



Mappa 3.1.1.6 - Campo fluidodinamico al tempo  $t=450 \text{ s}$  (caso 4,  $\Gamma=150 \text{ K m}^{-1}$ , media su 10 s)



Mappa 3.1.1.7 - Campo fluidodinamico al tempo  $t=450$  s (caso 1,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ , media su 1 s)

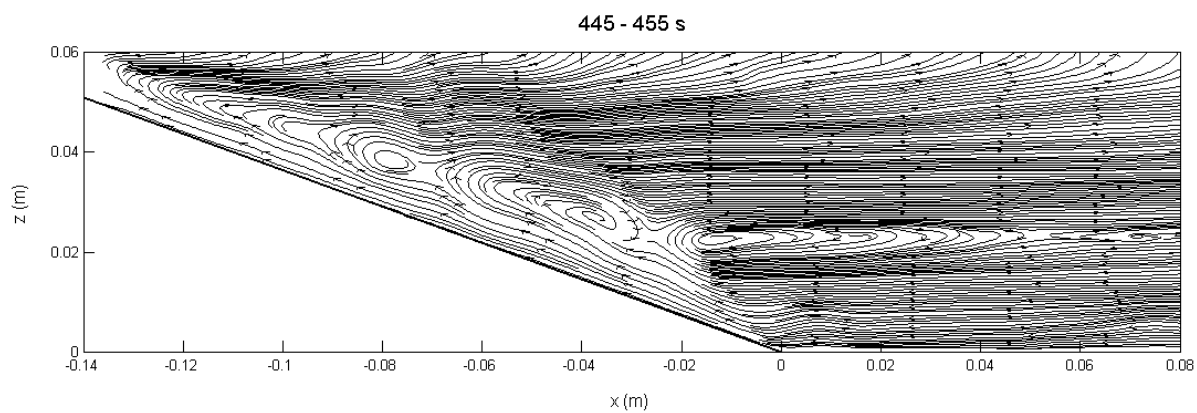


Mappa 3.1.1.8 - Campo fluidodinamico al tempo  $t=450$  s (caso 4,  $\Gamma=150 \text{ K m}^{-1}$ , media su 1 s)

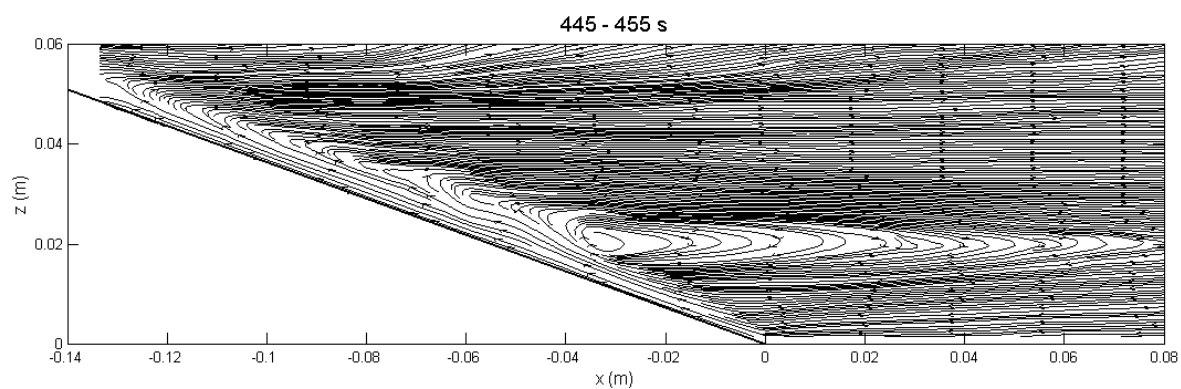
Le mappe del campo fluidodinamico relative ai casi in cui sono state simulate correnti anabatiche con gradienti differenti, evidenziano le caratteristiche principali della circolazione, con un moto ascensionale lungo il pendio e la corrente di ritorno. Non si vede una zona in cui si manifesta il movimento verso il basso del fluido, che cade al di fuori del campo inquadrato dalla telecamera. Nelle immagini ottenute mediando il campo su intervalli di 10 s si nota un moto regolare dell'acqua dalla base alla cima del pendio (Mappe 3.1.1.1-2, 3.1.1.5-6, 3.1.1.9-10), mentre nelle immagini corrispondenti ad una media su 1 s risulta evidente la formazione di vortici lungo il pendio (Mappe 3.1.1.3-4, 3.1.1.7-8, 3.1.1.11-12). Ciò evidenzia in entrambi i casi un moto di risalita che avviene con una traslazione di vortici che si formano sul pendio e tendono a raggiungerne la sommità. Nel caso 4, caratterizzato da gradiente maggiore, le dimensioni dei vortici sono più ridotte rispetto a quelle che si osservano nel caso 1 (Mappe

3.1.1.11 e 3.1.1.12).

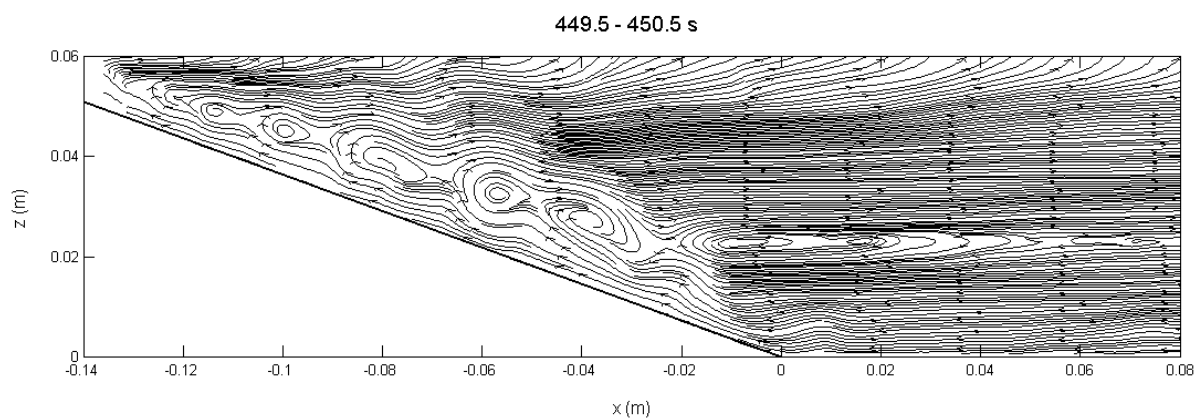
Sono di seguito riportate le linee di corrente al tempo  $t=450$  s per i due casi esaminati.



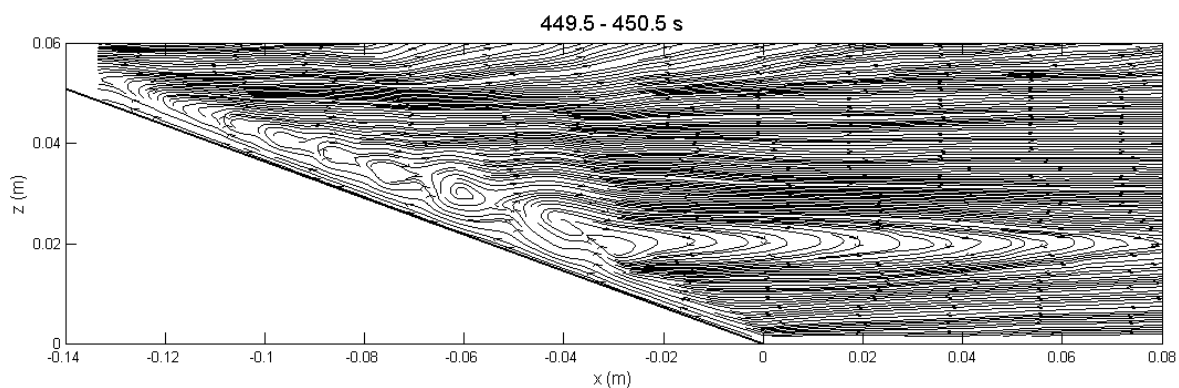
Mappa 3.1.1.9 - Linee di corrente al tempo  $t=450$  s del caso 1 ( $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ), campo mediato su 10 s.



Mappa 3.1.1.10 - Linee di corrente al tempo  $t=450$  s del caso 4 ( $\Gamma=150 \text{ K m}^{-1}$ ), campo mediato su 10 s.



Mappa 3.1.1.11 - Linee di corrente al tempo  $t=450$  s del caso 1 ( $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ), campo mediato su 1 s.



Mappa 3.1.1.12 - Linee di corrente al tempo  $t=450$  s del caso 4 ( $\Gamma=150 \text{ K m}^{-1}$ ), campo mediato su 1 s.

### 3.1.1.2. Profili di temperatura

I profili della temperatura sono stati costruiti mediando la temperatura misurata per ciascun punto su un intervallo di 20 s (equivalente a 20 campioni).

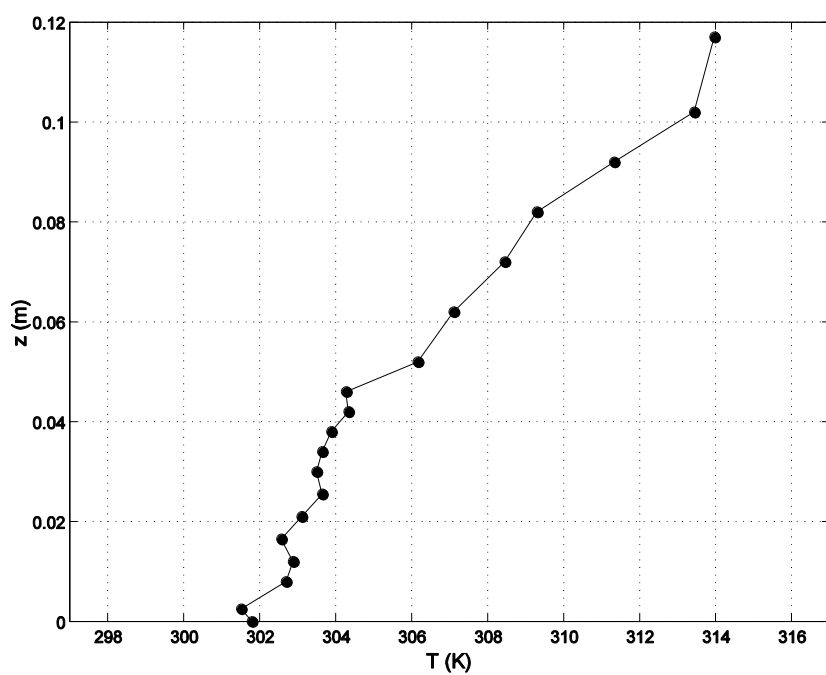
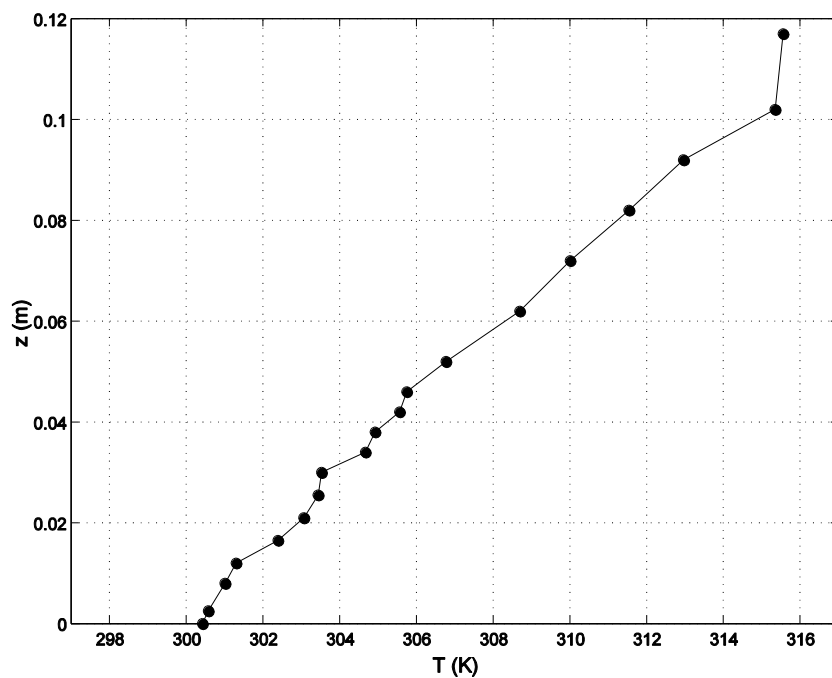
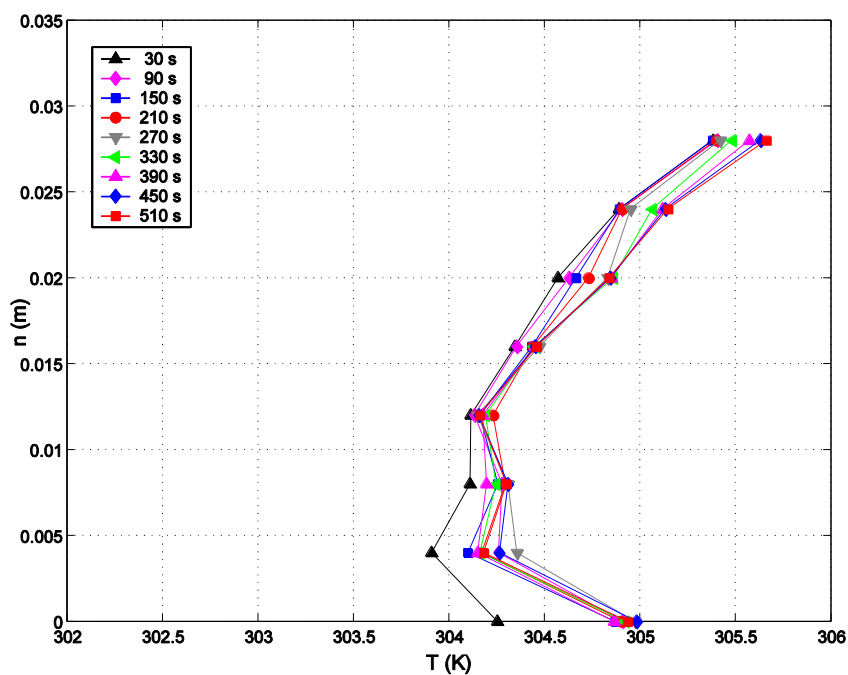


Grafico 3.1.1.1 - Stratificazione termica iniziale (caso 1,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ )

Grafico 3.1.1.2 - Stratificazione termica iniziale (caso 4,  $\Gamma=150 \text{ K m}^{-1}$ )Grafico 3.1.1.3 - Centro del pendio, profilo C (caso 1,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ )

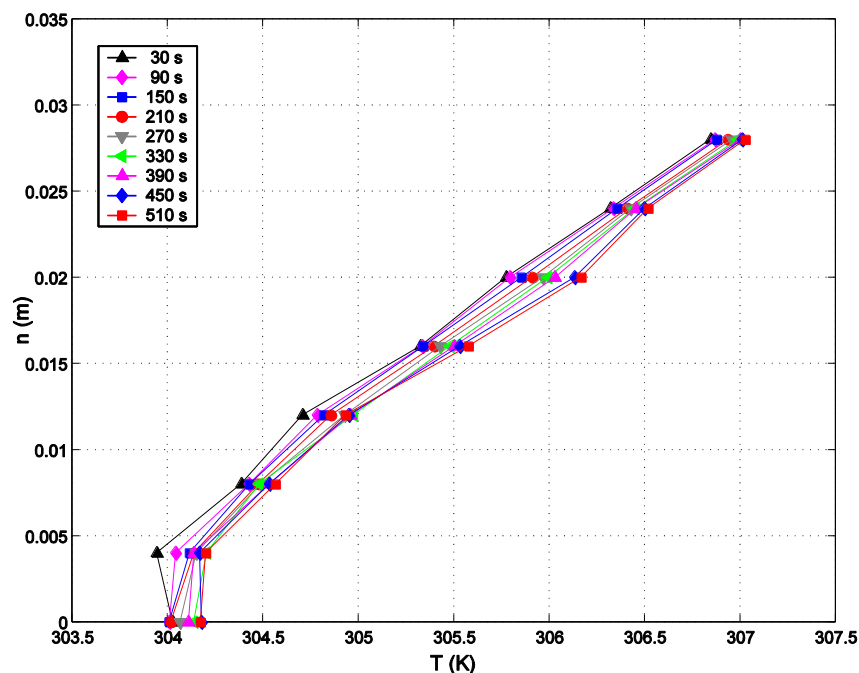
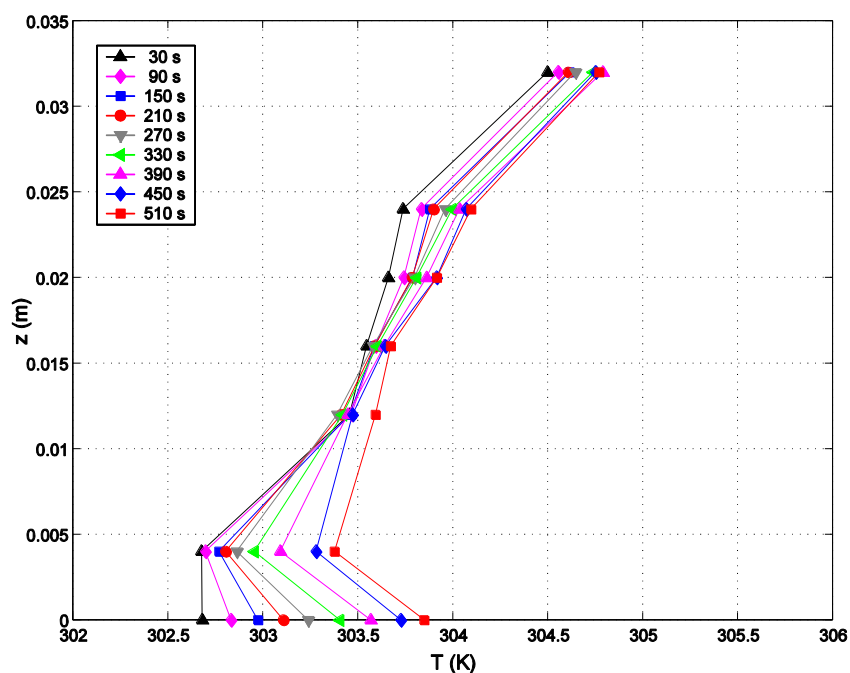
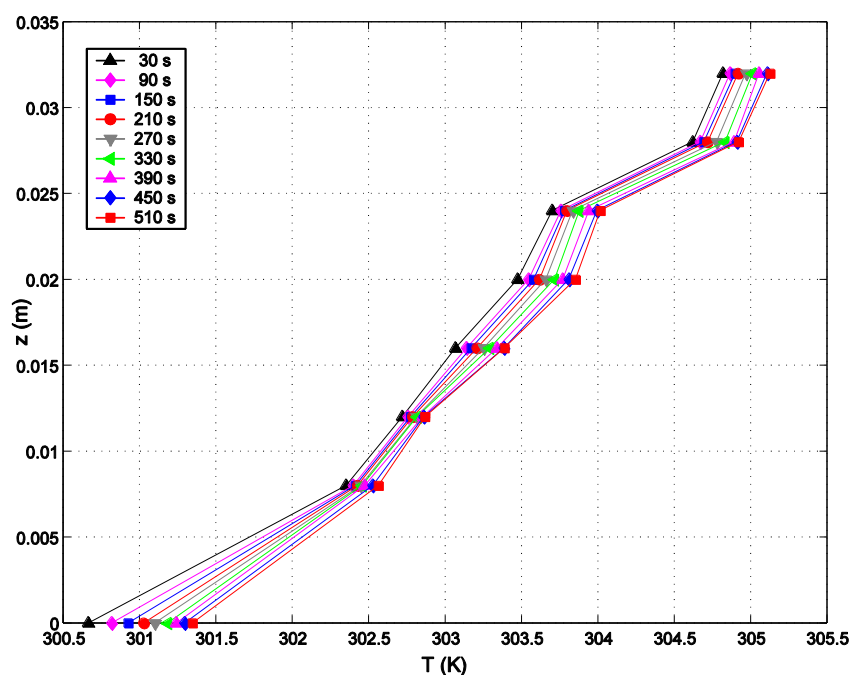


Grafico 3.1.1.4 - Centro del pendio, profilo C (caso 4,  $\Gamma=150 \text{ K m}^{-1}$ )

Sul profilo al centro del pendio la crescita dei valori di temperatura si manifesta principalmente in vicinanza della superficie di esso; nel caso 1 l'effetto del riscaldamento è ben visibile, con un massimo di 1.6 K, fino ai 15 mm circa di distanza dal pendio (Grafico 3.1.1.3); nel caso 4 si nota un riscaldamento non molto forte con effetti confinati principalmente entro una distanza di circa 5 mm dal fondo (Grafico 3.1.1.4). Per distanze maggiori si osserva comunque in entrambi i casi un riscaldamento uniforme di minore entità che aumenta in modo regolare nel tempo; ciò si manifesta con la traslazione dei profili verso destra, fino ad un incremento di temperatura di circa 0.35 K nel caso 1 e 0.4 K nel caso 4.

Grafico 3.1.1.5 - Base del pendio, profilo B (caso 1,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ )Grafico 3.1.1.6 - Base del pendio, profilo B (caso 4,  $\Gamma=150 \text{ K m}^{-1}$ )

Sul profilo alla base del pendio si manifesta per il caso 1 un incremento della temperatura dello stesso tipo, che dopo 510 s raggiunge un'entità pari a quella che si riscontra sulla superficie del pendio, ma il riscaldamento procede più lentamente (Grafico 3.1.1.5). Per il caso 4 l'incremento di temperatura sul fondo è poco più forte che a quote superiori, ma i suoi effetti arrivano ad interessare distanze dal fondo maggiori di 15 mm (Grafico 3.1.1.6).



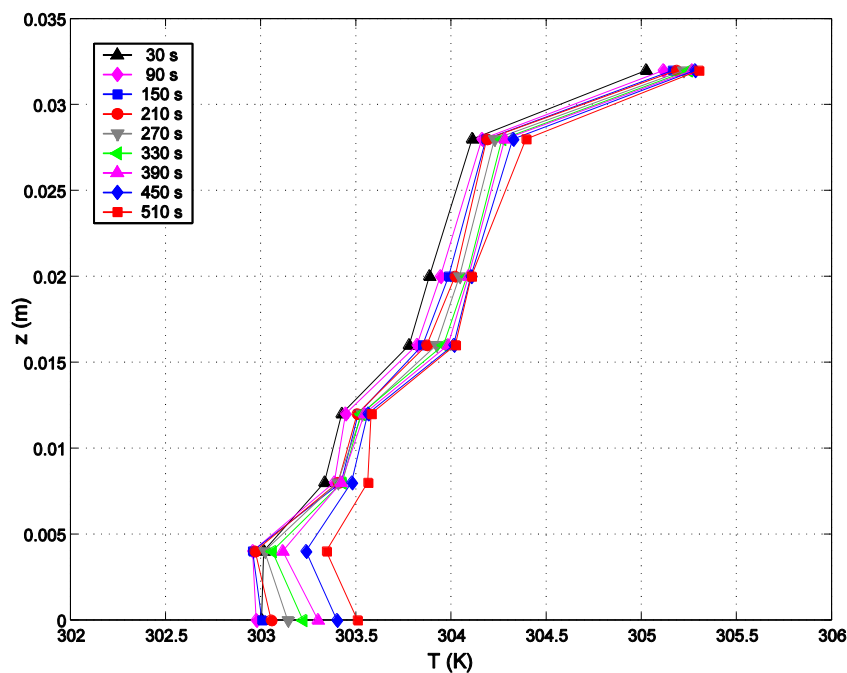


Grafico 3.1.1.7 - Centro della valle, profilo A (caso 1,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ )

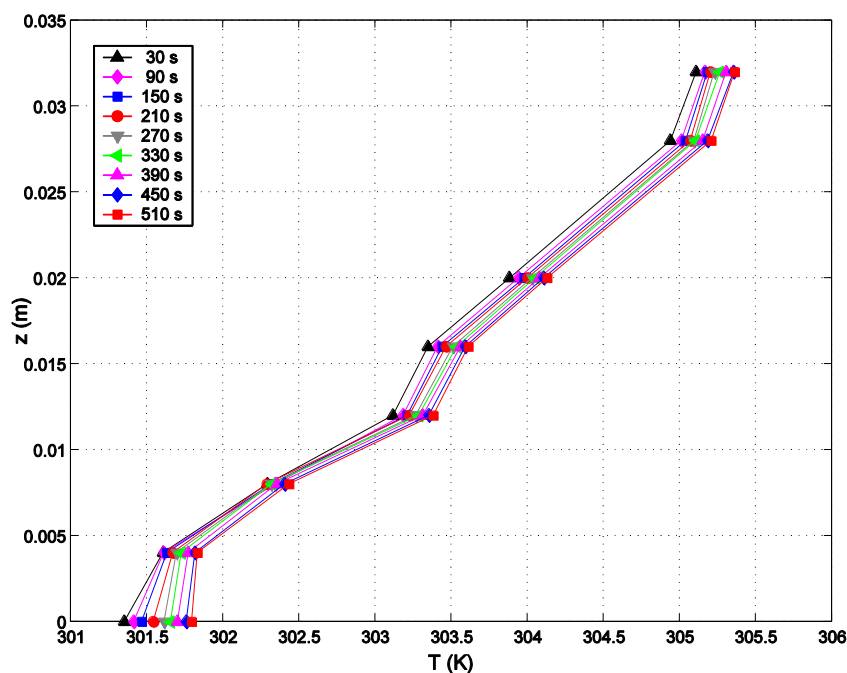


Grafico 3.1.1.8 - Centro della valle, profilo A (caso 4,  $\Gamma=150 \text{ K m}^{-1}$ )

Al centro della valle la temperatura cresce su tutto il profilo di una quantità pressoché uniforme, che va leggermente aumentando alle quote più basse. Su questo profilo il riscaldamento in corrispondenza del fondo è poco più forte nel caso 1, per il quale l'incremento dopo 510 s è di 0.8 K circa, che nel caso 4, per il quale l'analogo incremento è di circa 0.6 K (Grafici 3.1.1.7 e 3.1.1.8). I suoi effetti penetrano per uno spessore di circa 15 mm, mentre nel caso 4 non si notano influenze del riscaldamento oltre i 6 mm. Sul pendio il riscaldamento è più rapido che alla base e sulla pianura; qui avviene con ritardo perché l'aria

appena riscaldata viene subito richiamata verso il pendio dalla corrente anabatica.

In generale da queste considerazioni si conclude che nel caso in cui il gradiente di stratificazione iniziale è più grande gli effetti del riscaldamento della superficie topografica rimangono maggiormente confinati in prossimità di essa, perché la maggiore stabilità termica dell'ambiente ostacola la mobilità dei moti convettivi, rallentando il trasferimento di calore per convezione e limitando le dimensioni raggiunte dalle strutture del moto. In corrispondenza del gradiente maggiore ci si aspettano correnti anabatiche estese in uno strato più sottile e caratterizzate da velocità più basse (Prandtl, 1952, Ye et al., 1987). Il riscaldamento uniforme che si osserva su tutti i profili, ed in particolare su quello posizionato al centro della valle, è una conseguenza del moto di subsidenza, che qui si può identificare con la componente discendente della corrente di ritorno; questa porta verso il basso l'aria riscaldata durante la risalita sul pendio, dando luogo ad un aumento di temperatura, distribuito nel volume dello strato limite, che si sovrappone agli scambi di calore che procedono dal basso per il riscaldamento del fondo (Brehm & Freytag, 1982; Serafin & Zardi, 2010a; Serafin & Zardi, 2010b).

### 3.1.1.3. Profili di velocità

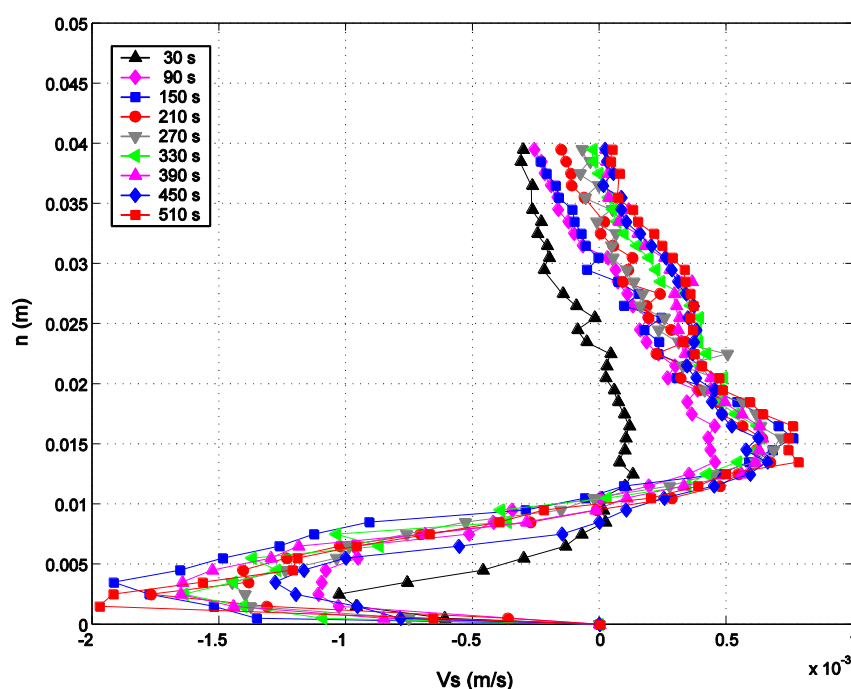


Grafico 3.1.1.9 - Centro del pendio, profilo C (caso 1,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ )

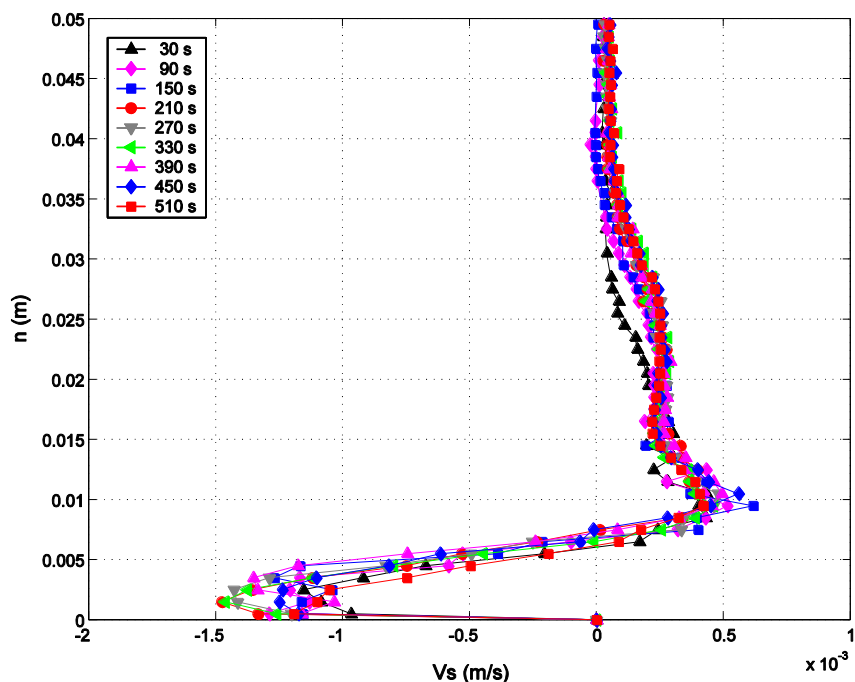


Grafico 3.1.1.10 - Centro del pendio, profilo C (caso 4,  $\Gamma=150 \text{ K m}^{-1}$ )

In entrambi i casi al centro del pendio la velocità tangenziale cresce rapidamente fino ai 120 s, poi si mantiene pressoché invariata fino ai 510 s, con delle piccole oscillazioni. Il massimo valore raggiunto nel caso 1 è di 2 mm/s, mentre lo spessore della corrente anabatica è di circa 10 mm (Grafico 3.1.1.9); nel caso 4 la corrente arriva ad una velocità massima di 1.5 mm/s ed ha uno spessore pari a 7 mm (Grafico 3.1.1.10).

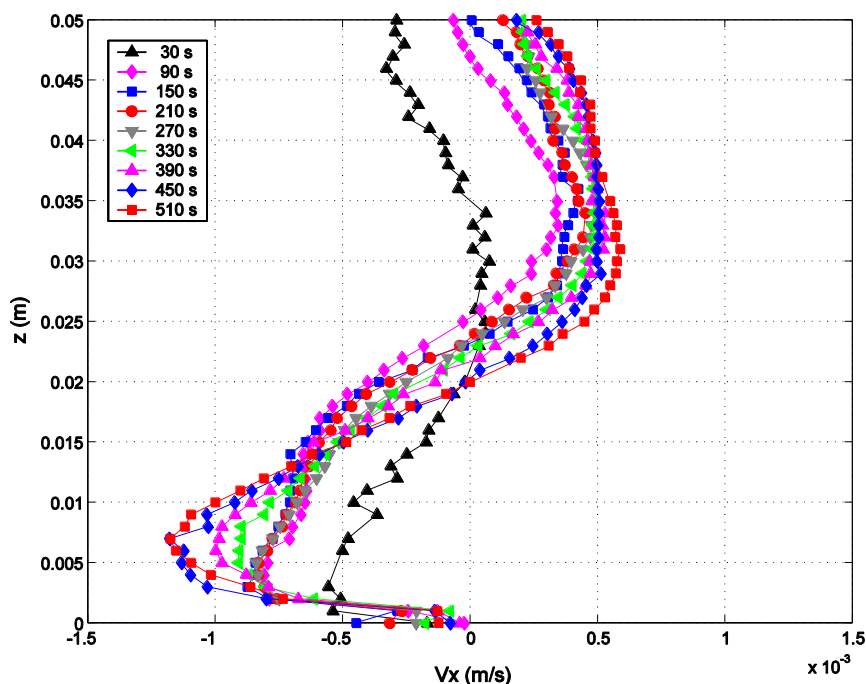
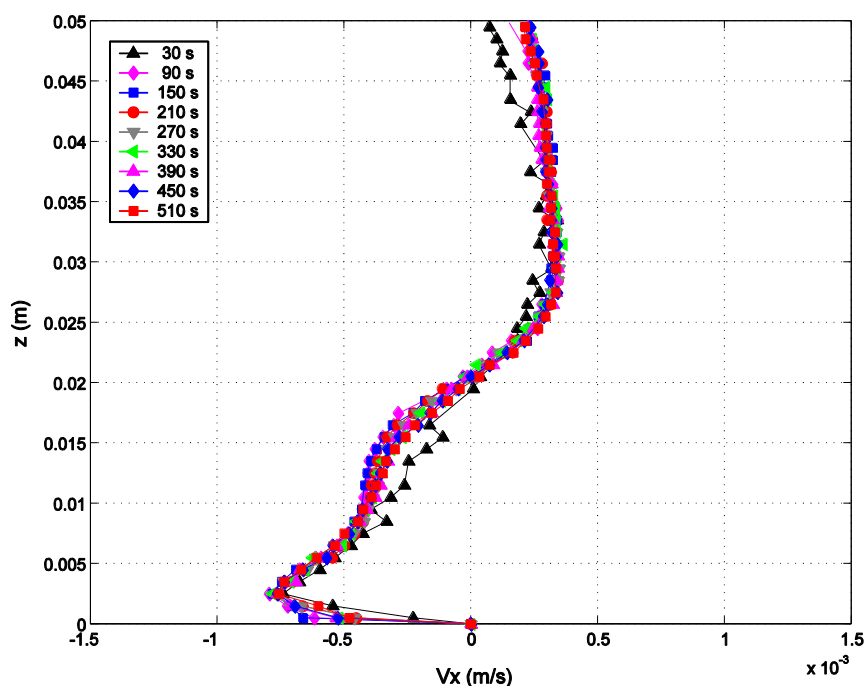


Grafico 3.1.1.11 - Base del pendio, profilo B (caso 1,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ )

Grafico 3.1.1.12 - Base del pendio, profilo B (caso 4,  $\Gamma=150 \text{ K m}^{-1}$ )

Questa modalità di crescita della velocità si manifesta anche sugli altri due profili, dove la massima velocità raggiunta è più bassa. Per il caso 1 si ha un massimo di 1.2 mm/s alla base del pendio e 1.1 mm/s all'interno della valle, con spessori maggiori e decrescenti nel tempo, compresi rispettivamente tra i 26 mm al tempo di 120 s e i 22 mm al tempo di 510 s alla base del pendio, e tra i 26 mm e i 20 mm nella valle (Grafici 3.1.1.11 e 3.1.1.13). Per il caso 4 si hanno velocità decisamente minori, con massimi di 0.8 mm/s in B e 0.7 mm/s in A, e con spessori pari a 20 mm per entrambi i profili B ed A (Grafici 3.1.1.12 e 3.1.1.14). La corrente di ritorno è piuttosto forte, essendo la sua massima velocità pari a 0.6 mm/s nel caso 1 e a 0.4 mm/s circa nel caso 4. Con entrambi i gradienti lo spessore della corrente di ritorno è di circa 30 mm in corrispondenza del centro del pendio e superiore ai 40 mm in B ed in A, con la tendenza a diminuire nel tempo.

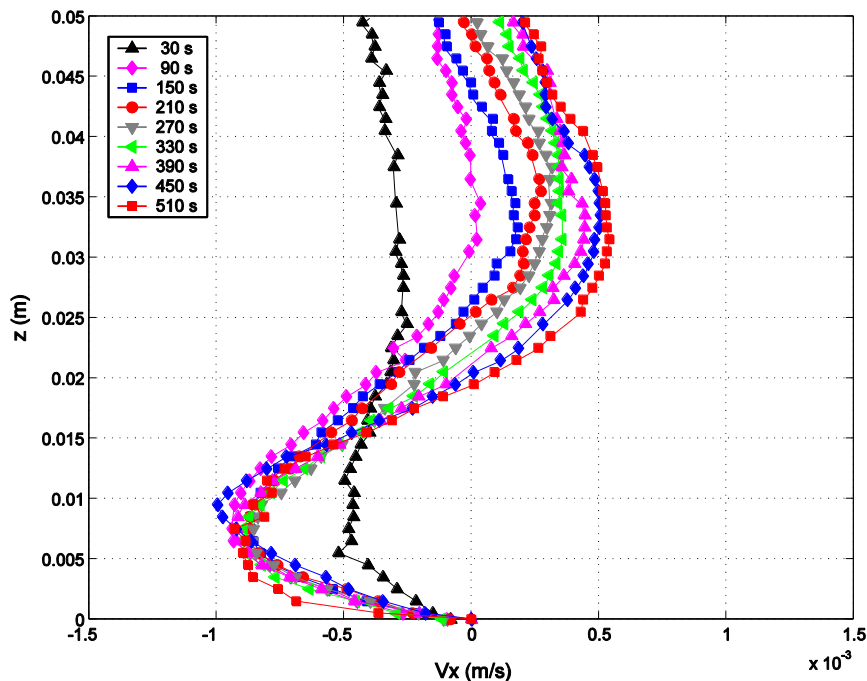


Grafico 3.1.1.13 - Centro della valle, profilo A (caso 1,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ )

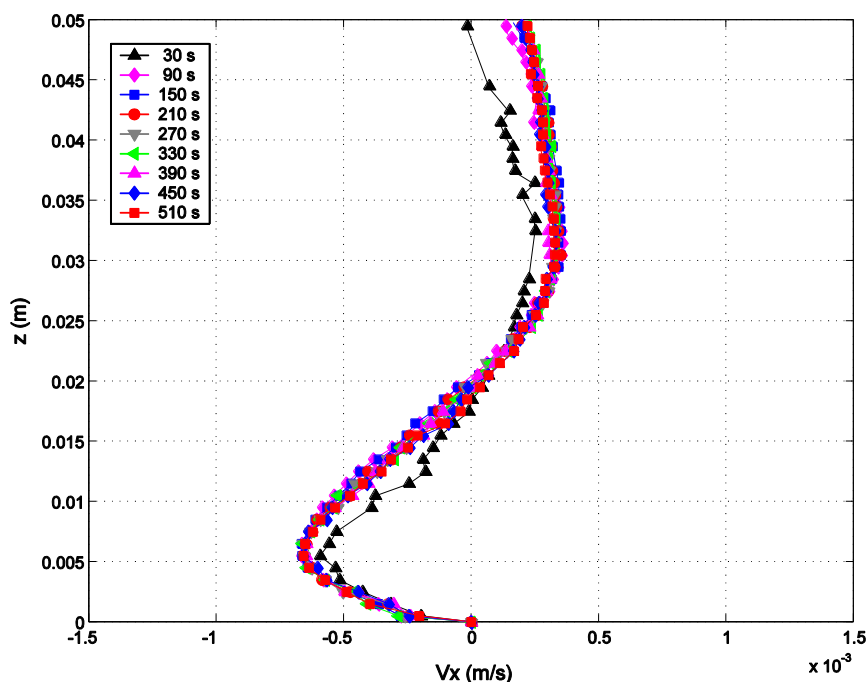


Grafico 3.1.1.14 - Centro della valle, profilo A (caso 4,  $\Gamma=150 \text{ K m}^{-1}$ )

In base a queste osservazioni si deduce che la circolazione generale innescata nel periodo diurno dal riscaldamento del terreno può essere schematizzata, nelle sue caratteristiche di moto medio, come una circolazione chiusa che coinvolge il pendio ed una parte della valle ed è formata da una corrente anabatica, che scorre dalla base alla sommità del pendio, da una corrente orizzontale sulla pianura richiamata verso il pendio e da una corrente di ritorno. La prima è costituita dal movimento lungo il pendio delle termiche, che si deformano e si spostano a causa dell'inclinazione della superficie del terreno sulla quale esse nascono

(Fernando & Princevac, 2007), dando vita ai vortici in risalita osservati nel sottoparagrafo 3.1.1.1. La seconda è una corrente richiamata dal moto del vento anabatico ed agente in una zona piana soggetta a riscaldamento, dove però non si vede la presenza di strutture convettive. L'assenza di tali moti convettivi è dovuta alla differenza tra la maggiore entità del flusso di calore sulla superficie del pendio e quella più bassa del flusso di calore sul fondo, che causa una corrente di richiamo sufficientemente forte da impedire la formazione di strutture a cella (Chen et al., 1996). La terza è la corrente di compensazione, che scorre in verso opposto alle altre due, procedendo al di sopra di esse e raggiungendo la pianura, verso la quale il fluido, in via di raffreddamento, è richiamato dalla diminuzione di pressione, causata del riscaldamento. La forte pendenza, insieme all'assenza di una superficie riscaldata a monte della cima del pendio, fa in modo che la corrente non prosegua oltre quel punto nella direzione del vento anabatico.

#### 3.1.1.4. *Spessore e velocità massima della corrente anabatica lungo il pendio*

Qui di seguito è rappresentata la distribuzione dello spessore della corrente anabatica lungo il pendio. Questa rappresentazione è stata costruita prendendo in considerazione lo spessore della corrente in una sequenza di 30 profili su linee perpendicolari al pendio, disposte lungo la retta di massima pendenza a distanze regolari. Lo spessore è stato valutato per ciascun profilo come la distanza dalla superficie del pendio alla quale la componente della velocità tangenziale scende fin quasi ad annullarsi, arrivando al 10% del suo valore massimo. I valori dello spessore rappresentati nel grafico sono stati calcolati per la velocità mediata su un intervallo di 10 s, centrato al tempo di 540 s dall'inizio della prova. Si ricorda che per la valutazione dell'ascissa  $s$  l'origine è stata fissata in corrispondenza della cima del pendio.

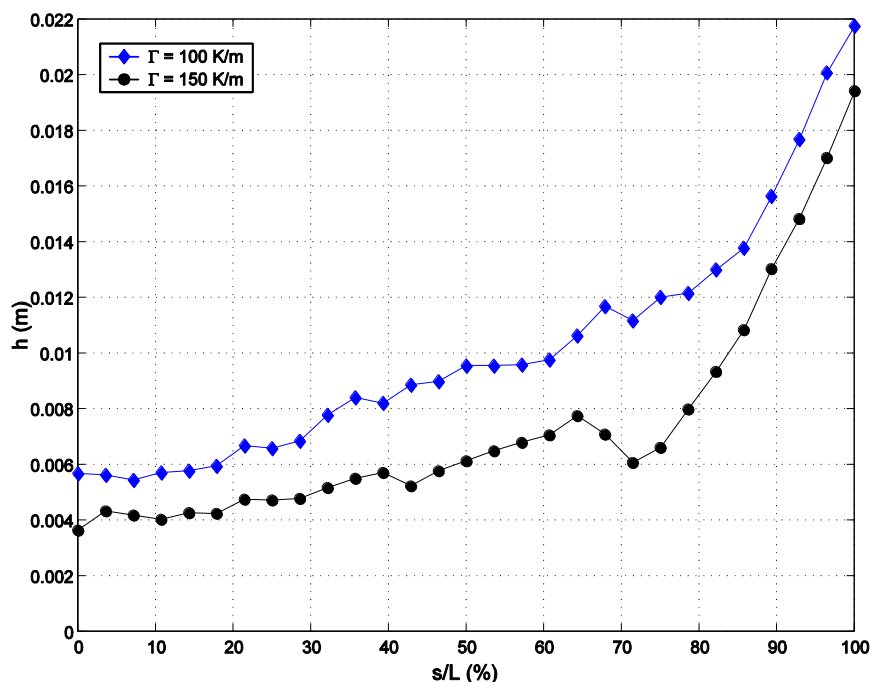


Grafico 3.1.1.15 - Spessore della corrente anabatica lungo il pendio per due diversi valori del gradiente di stratificazione iniziale al tempo  $t=540 \text{ s}$ .

La corrente ha uno spessore linearmente crescente lungo il pendio, per tutti e due i gradienti. L'andamento dello spessore ha una pendenza costante per il tratto che si estende tra la cima del pendio ed una sua sezione relativamente vicina alla base, posizionata nel caso con gradiente più basso all'80 % e nel caso con gradiente più alto a circa il 65 % (Grafico 3.1.1.15) della lunghezza totale del pendio ( $L$ ); oltre quelle posizioni la pendenza della crescita dello spessore cambia repentinamente. Questo avviene perché nel tratto inferiore del pendio la corrente è influenzata dal brusco cambiamento di pendenza del fondo nel punto in cui inizia la pianura. In quella zona infatti il moto medio del vento tende a seguire la giacitura del fondo e passa in un breve tratto del suo percorso da un moto orizzontale, parallelo al tratto in pianura, ad un moto in direzione obliqua con inclinazione molto vicina a quella del pendio; questo altera lo spessore del vento, anche per il fatto che esso viene valutato tramite i profili dei valori della componente della velocità parallela al pendio. In questo grafico si può osservare che la corrente che si forma in un ambiente con gradiente di stratificazione termica inferiore raggiunge spessori superiori per l'intera estensione del pendio. Prendendo in considerazione per le due curve soltanto il primo tratto a pendenza approssimativamente costante si osserva che lo spessore parte da un valore non nullo alla cresta del pendio, diversamente da quanto è previsto dalle formule di Briggs (*Briggs, 1981; Monti et al., 2002; Skillingstad, 2003*).

Per i due casi di corrente anabatica senza isola di calore è stato registrato ogni 10 secondi lo spessore raggiunto dalla corrente in corrispondenza del centro del pendio. La media delle velocità usate per il calcolo dello spessore è stata fatta su 10 s.

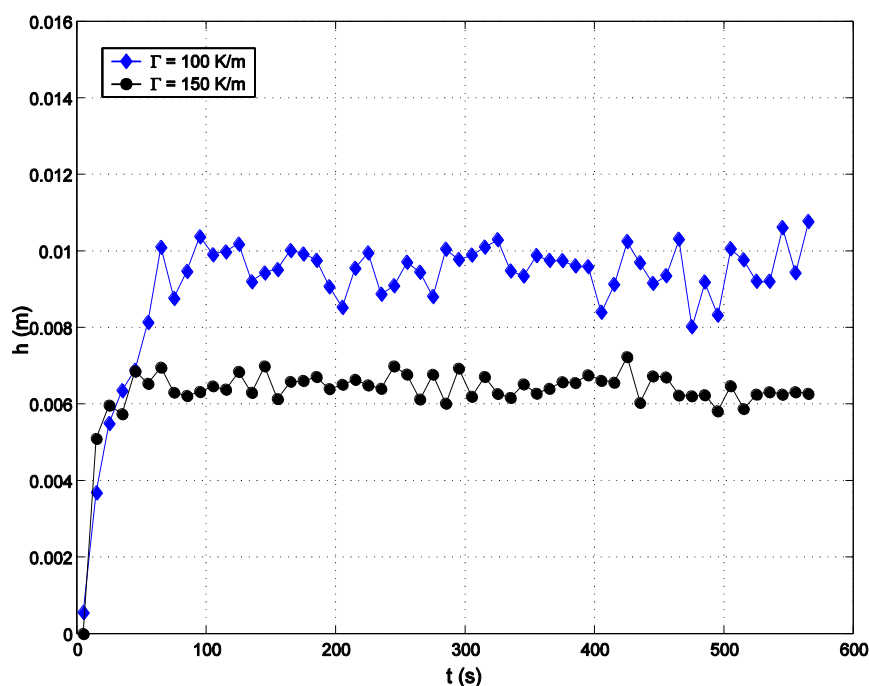


Grafico 3.1.1.16 - Evoluzione nel tempo dello spessore della corrente anabatica al centro del pendio per due diversi valori del gradiente di stratificazione iniziale.

In entrambi i casi lo spessore della corrente cresce rapidamente tra i 50 s e i 100 s circa ed oscilla poi intorno ad un valore medio costante per tutta la restante durata della prova (Grafico 3.1.1.16). Già dall'evoluzione nel tempo dei profili della velocità c'è stato modo di osservare che il moto medio raggiunge la stazionarietà 120 s dopo l'inizio della prova sperimentale. Nel caso in cui il gradiente di stratificazione termica è più basso si nota anche una maggiore ampiezza delle oscillazioni dello spessore, oltre che un valore medio più alto, coerentemente con quanto visto nel Grafico 3.1.1.15.

Nel grafico che segue sono riportati gli andamenti delle componenti tangenziali massime della velocità nei due casi 1 e 4. I profili sui quali sono stati valutati tali valori massimi sono gli stessi sui quali sono stati valutati gli spessori, e questi valori sono anch'essi riferiti al medesimo intervallo di mediazione.



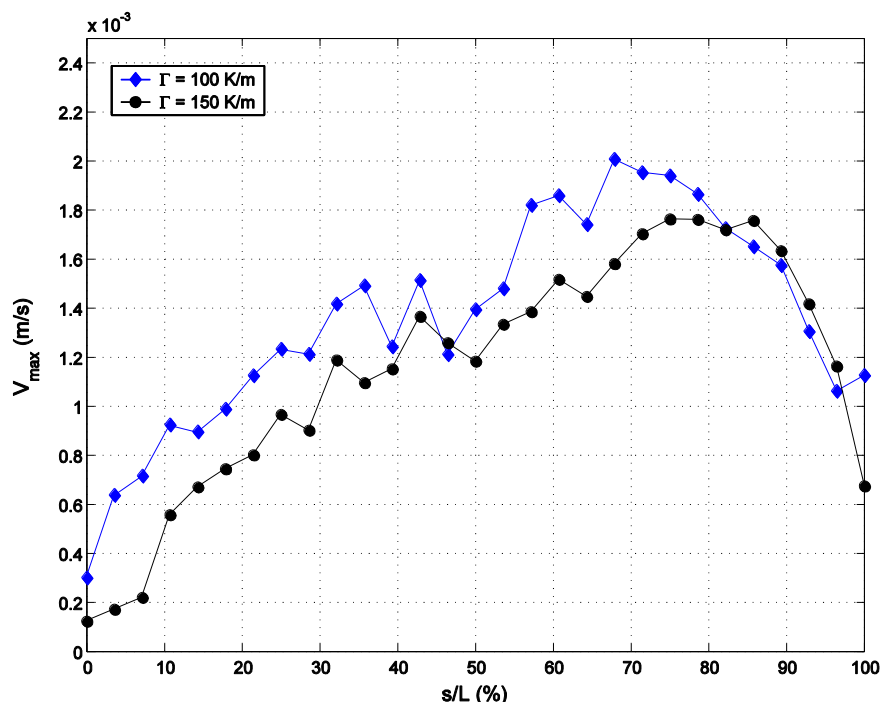


Grafico 3.1.1.17 - Velocità massima della corrente anabatica lungo il pendio per due diversi valori del gradiente di stratificazione termica al tempo  $t=540$  s.

Sia per un gradiente di stratificazione termica pari a  $100 \text{ K m}^{-1}$  sia per un gradiente pari a  $150 \text{ K m}^{-1}$  la velocità tangenziale massima cresce se si procede dalla cima alla base del pendio, cioè in verso opposto a quello della corrente. Nella zona che si trova in prossimità della base (tra  $s/L=80\%$  ed  $s/L=100\%$ ) ha inizio il moto di risalita della corrente lungo il pendio. In questo tratto la corrente anabatica subisce un brusco assottigliamento dello spessore (come si vede nella Figura 3.1.1.15) ed un rapido aumento della velocità. Per questo la componente parallela al pendio del moto della corrente anabatica parte con valori relativamente bassi in corrispondenza della base del pendio ( $s=L$ ) e raggiunge l'intensità massima in punti relativamente vicini ad essa, cioè per  $s=0.68*L$  con gradiente  $100 \text{ K m}^{-1}$  e per  $s=0.75*L$  con gradiente  $150 \text{ K m}^{-1}$ . Si nota che nel tratto che va dalla cima all'80 % dell'estensione del pendio al gradiente più basso corrisponde la velocità massima più alta.

### 3.1.1.5. Profili delle covarianze della velocità

Le varianze e la covarianza delle componenti della velocità sono state calcolate su intervalli di 10 secondi (100 frames), lungo il profilo C, che tra i profili dove sono state calcolate le componenti della velocità e dove sono state misurate le temperature è quello posizionato al centro del pendio. Per ciascuno dei punti rappresentati i campioni delle statistiche sono stati presi in modo analogo a quello descritto per i profili delle componenti della velocità media (cioè in un intorno di raggio 10 pixel e in un intervallo di ampiezza 10 s; paragrafo 3.1).

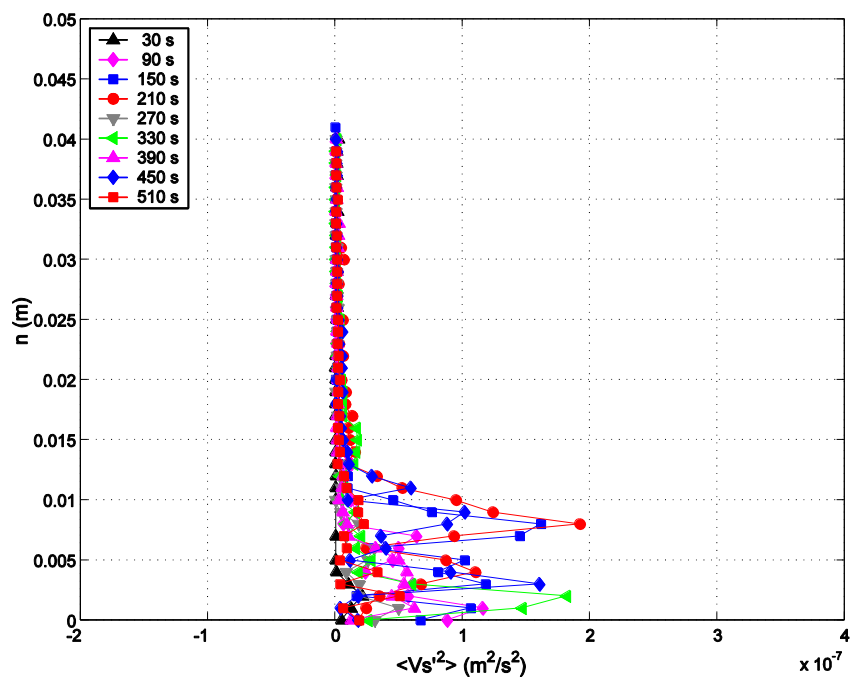


Grafico 3.1.1.18 - Profili della varianza della componente tangenziale della velocità, presa al centro del pendio, nel caso 1 ( $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ).

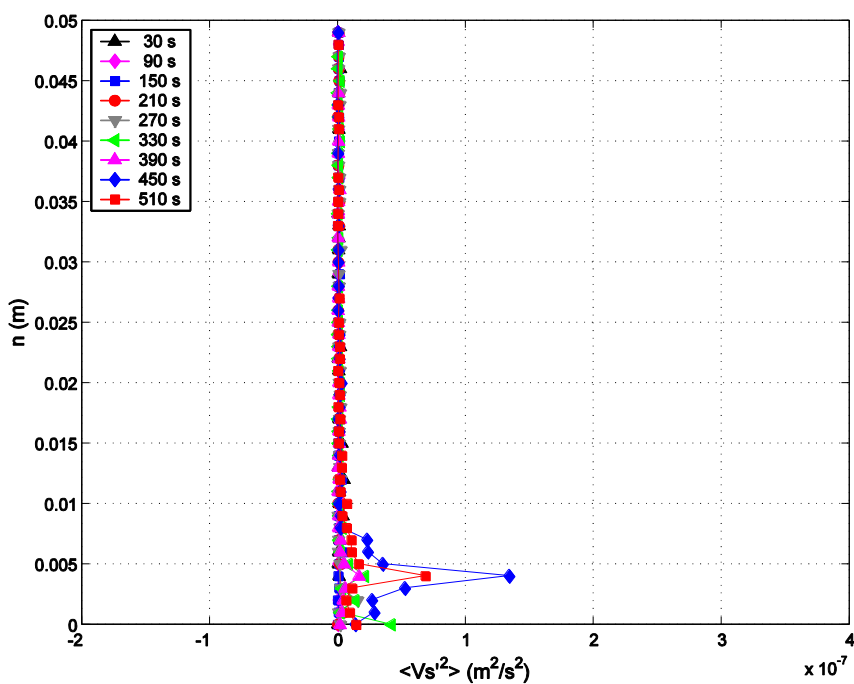


Grafico 3.1.1.19 - Profili della varianza della componente tangenziale della velocità, presa al centro del pendio, nel caso 4 ( $\Gamma=150 \text{ K m}^{-1}$ ).

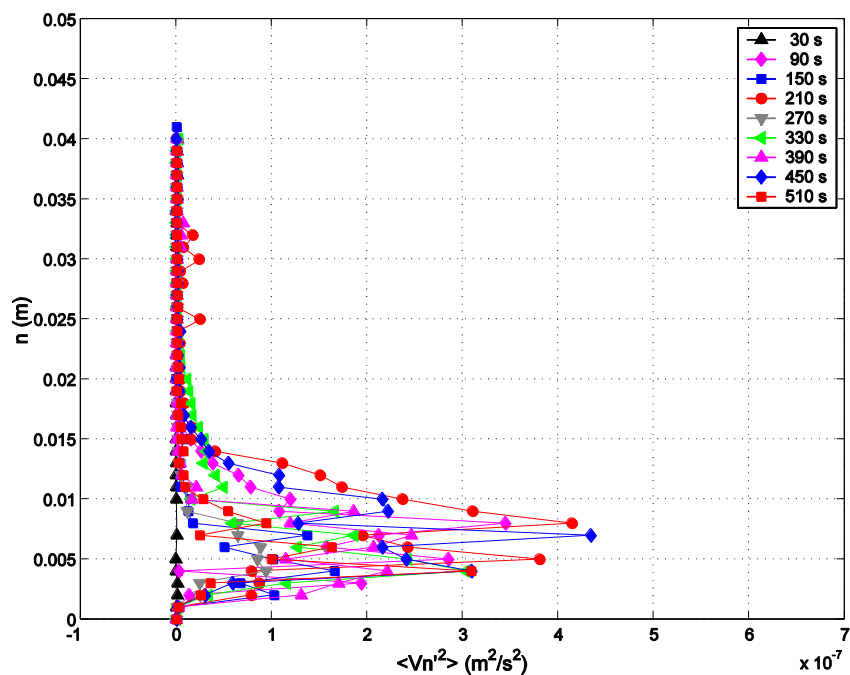


Grafico 3.1.1.20 - Profili della varianza della componente normale della velocità, presa al centro del pendio, nel caso 1 ( $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ).

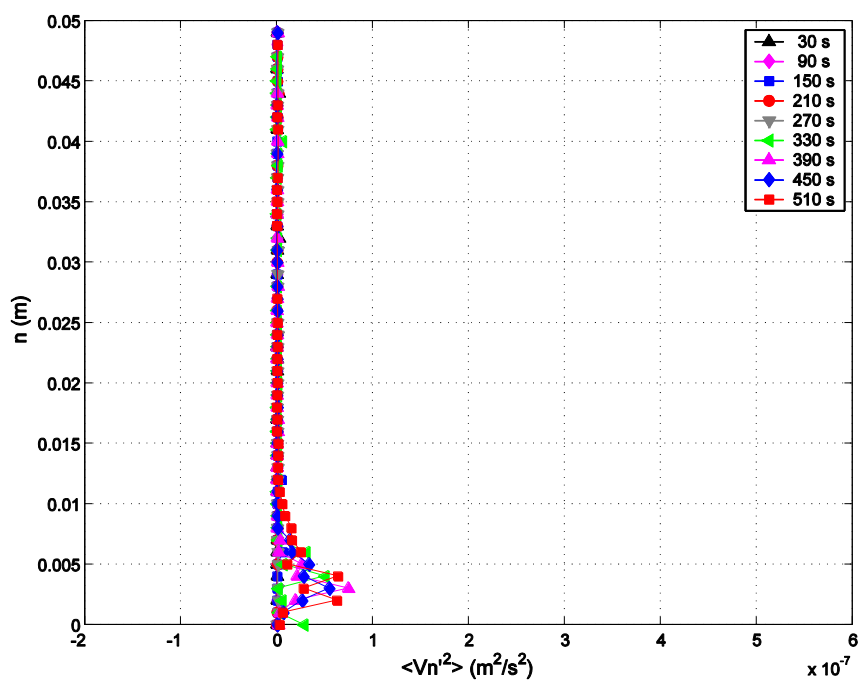


Grafico 3.1.1.21 - Profili della varianza della componente normale della velocità, presa al centro del pendio, nel caso 4 ( $\Gamma=150 \text{ K m}^{-1}$ ).

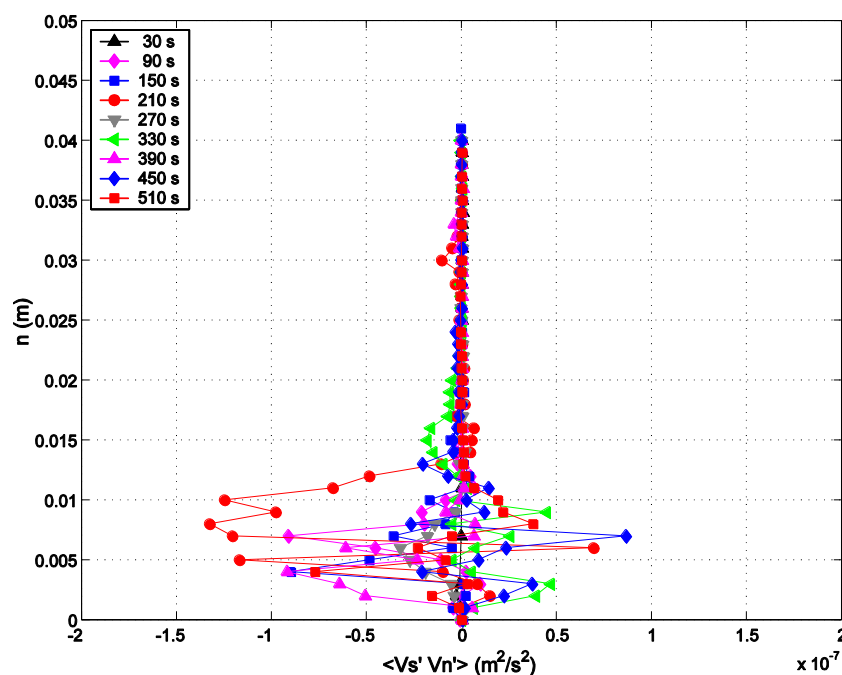


Grafico 3.1.1.22 - Profili della covarianza delle due componenti della velocità, presa al centro del pendio, nel caso 1 ( $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ).

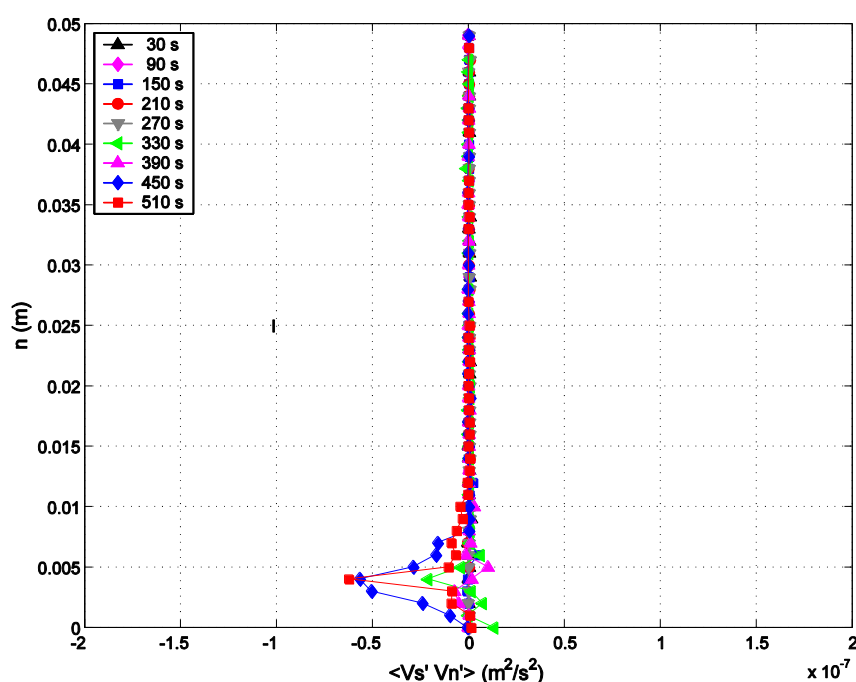


Grafico 3.1.1.23 - Profili della covarianza delle due componenti della velocità, presa al centro del pendio, nel caso 4 ( $\Gamma=150 \text{ K m}^{-1}$ ).

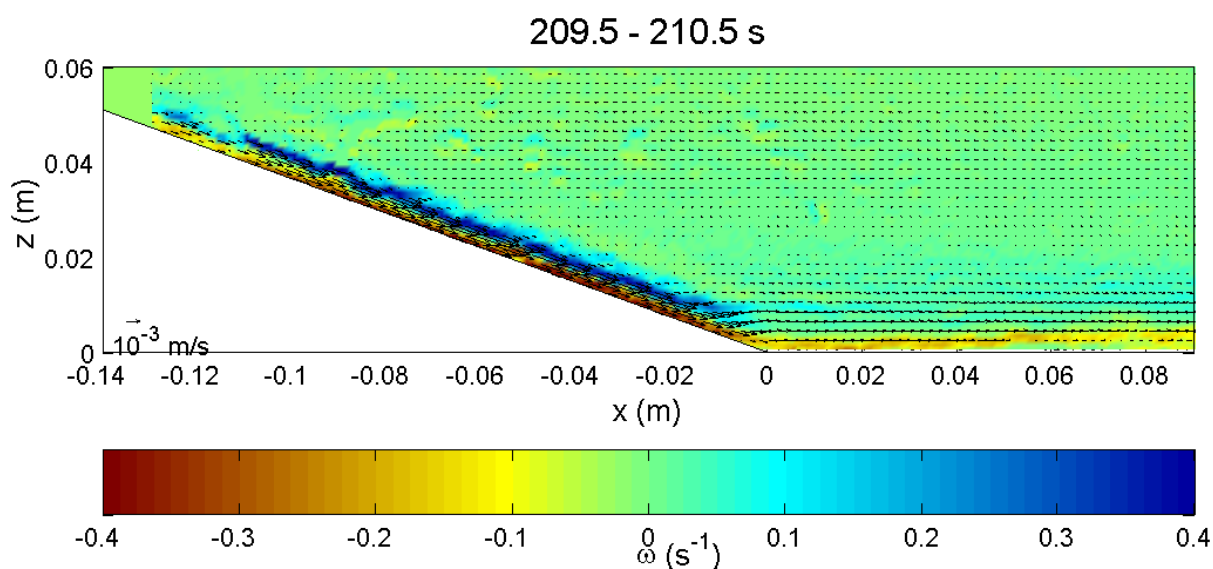
Per entrambi i casi, la varianza della velocità tangenziale presenta i valori più alti in prossimità della superficie del pendio; essa diventa scarsamente rilevante al di sopra dei 12-15 mm di distanza dal pendio per il caso 1 e degli 8-9 mm per il caso 4 (Grafici 3.1.1.18 e 3.1.1.19). La distanza alla quale si addensano i valori massimi nel caso 1 si trova intorno ai 4 mm per alcuni intervalli di tempo, intorno ai 7-8 mm per altri intervalli, mentre vi sono intervalli in cui i massimi relativi sono due e si trovano a quelle due medesime distanze dal

fondo. L'andamento con due massimi relativi non si osserva invece nel caso 4, dove il massimo relativo è ad una distanza di circa 4 mm. Nel caso 1 la varianza della componente normale della velocità cresce nel tratto del profilo più vicino al pendio e diminuisce, raggiungendo valori quasi nulli intorno ai 20 mm, arrivando ad un valore massimo ad una distanza variabile tra i 4 mm e gli 8 mm (Grafico 3.1.1.20). Nel caso 4 la varianza della stessa componente ha un andamento simile, con la tendenza ad assumere un massimo intorno ai 3-5 mm, arrivando a valori pressoché nulli in prossimità dei 12 mm dal pendio (Grafico 3.1.1.21). La covarianza delle componenti della velocità mostra delle oscillazioni intorno allo 0 con valori prevalentemente negativi nella zona più vicina al pendio, per una distanza che arriva a 20 mm circa nel caso 1 e a 10 mm circa nel caso 4 (Grafici 3.1.1.22 e 3.1.1.23). Al di sopra di queste distanze gli scostamenti dal valore nullo sono trascurabili. Nel caso 4 la covarianza tende a raggiungere i valori più alti con segno negativo intorno ai 4 mm circa. Questi profili hanno un andamento molto irregolare, in particolare nel caso 1.

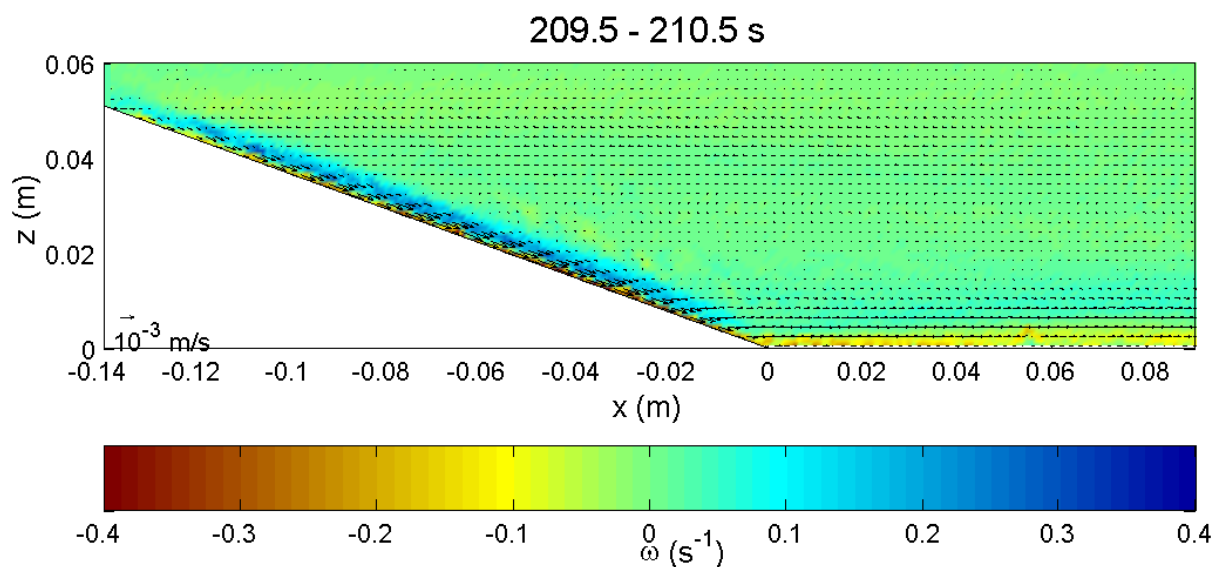
### 3.1.2 Casi corrente catabatica

Qui di seguito verranno mostrati i campi di velocità e di vorticità in presenza di correnti catabatiche nei casi 2, 5 e 6, nei quali è stato imposto un uguale flusso di calore fornito dalla superficie dei pendii e tre diversi valori del gradiente di temperatura delle stratificazioni termiche raggiunte:  $100 \text{ K m}^{-1}$  per il caso 2,  $150 \text{ K m}^{-1}$  per il caso 5 e  $50 \text{ K m}^{-1}$  per il caso 6. Vengono presentati soltanto i campi della velocità mediata su un intervallo di 1 s (equivalente ad un campione di 10 frames), perché in questo caso non sono state notate sostanziali differenze tra i campi mediati su 10 s e su 1 s. Nei casi nominati il raffreddamento dei pendii è partito ai tempi iniziali delle prove ( $t=0$ ), analogamente a quanto è stato descritto nel sottoparagrafo precedente (sottoparagrafo 3.1.1) per il riscaldamento nei casi diurni.

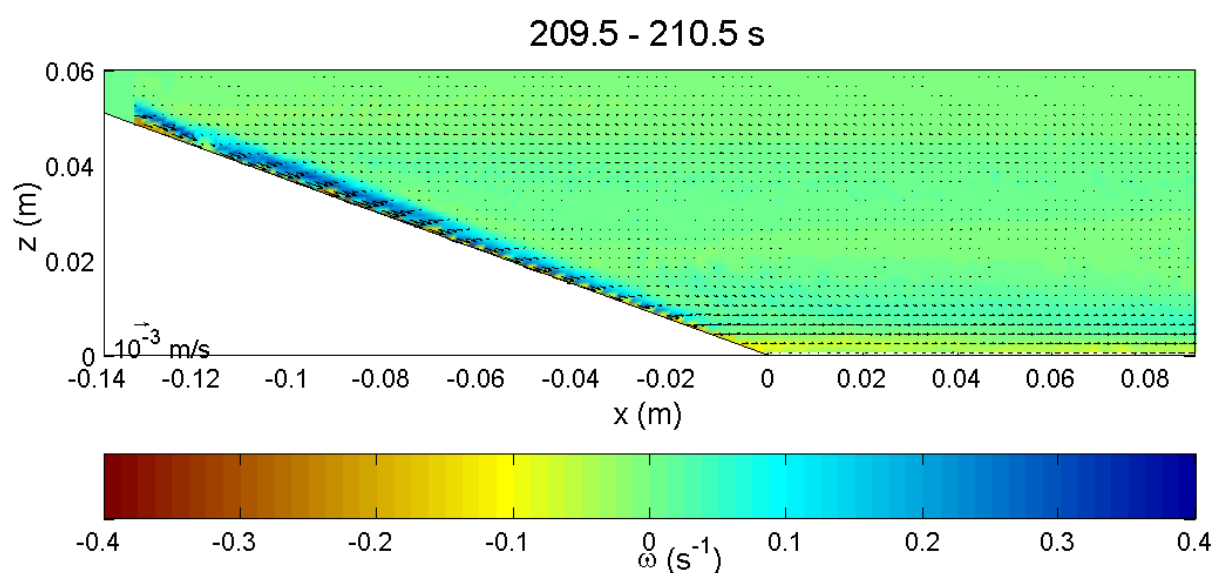
#### 3.1.2.1. Evoluzione del campo di velocità



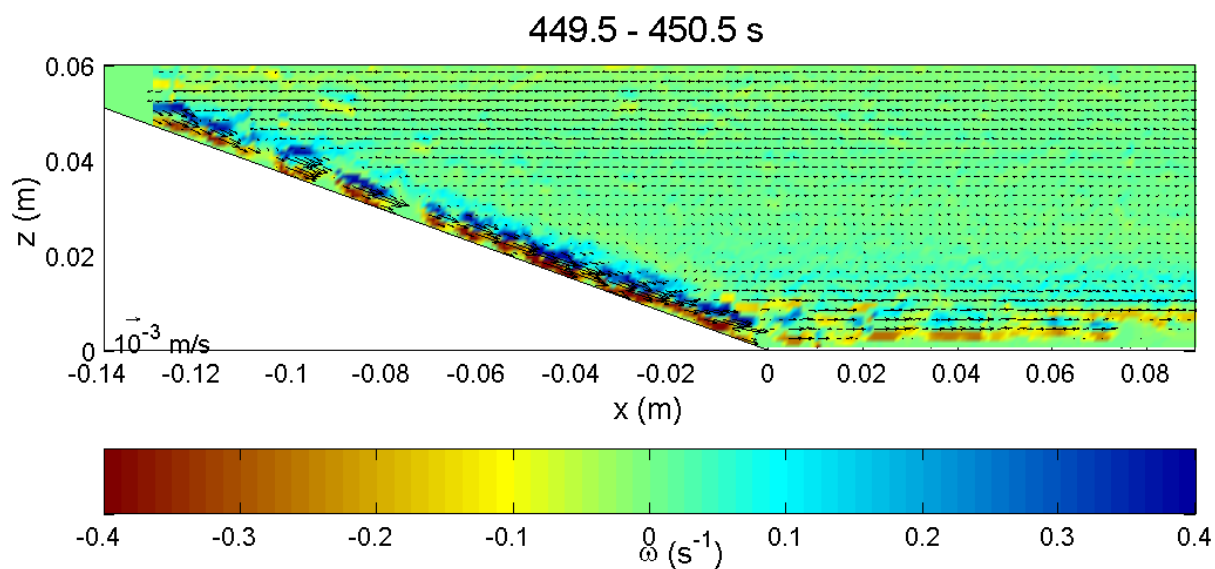
Mappa 3.1.2.1 - Campo fluidodinamico al tempo  $t=210 \text{ s}$  (caso 6,  $\Gamma=50 \text{ K m}^{-1}$ , media su 1 s)



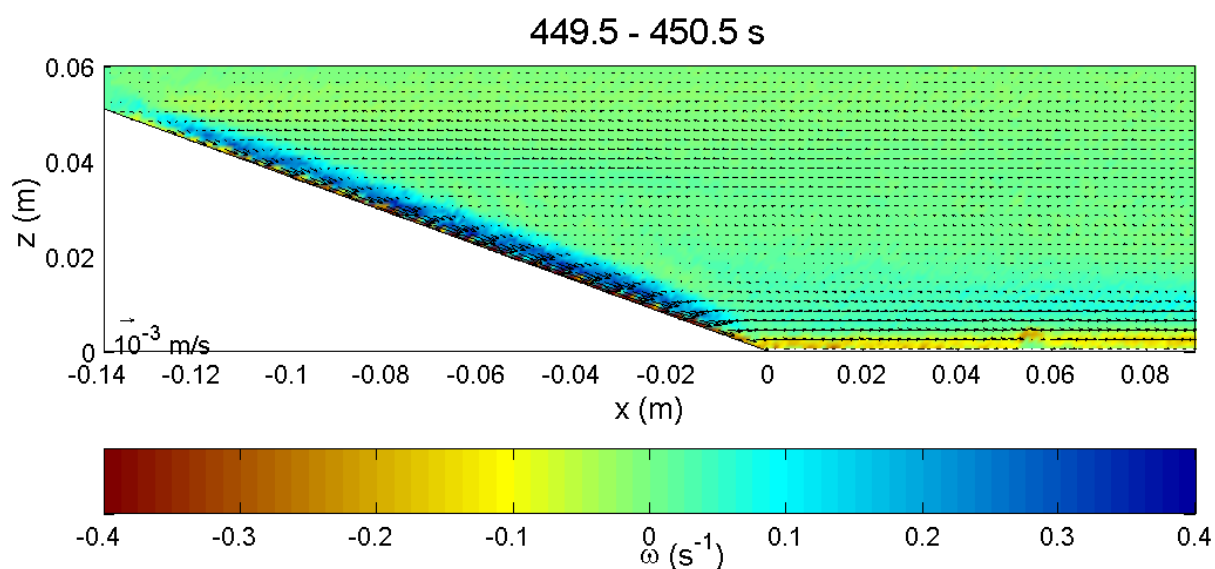
Mappa 3.1.2.2 - Campo fluidodinamico al tempo  $t=210$  s (caso 2,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ , media su 1 s)



Mappa 3.1.2.3 - Campo fluidodinamico al tempo  $t=210$  s (caso 5,  $\Gamma=150 \text{ K m}^{-1}$ , media su 1 s)

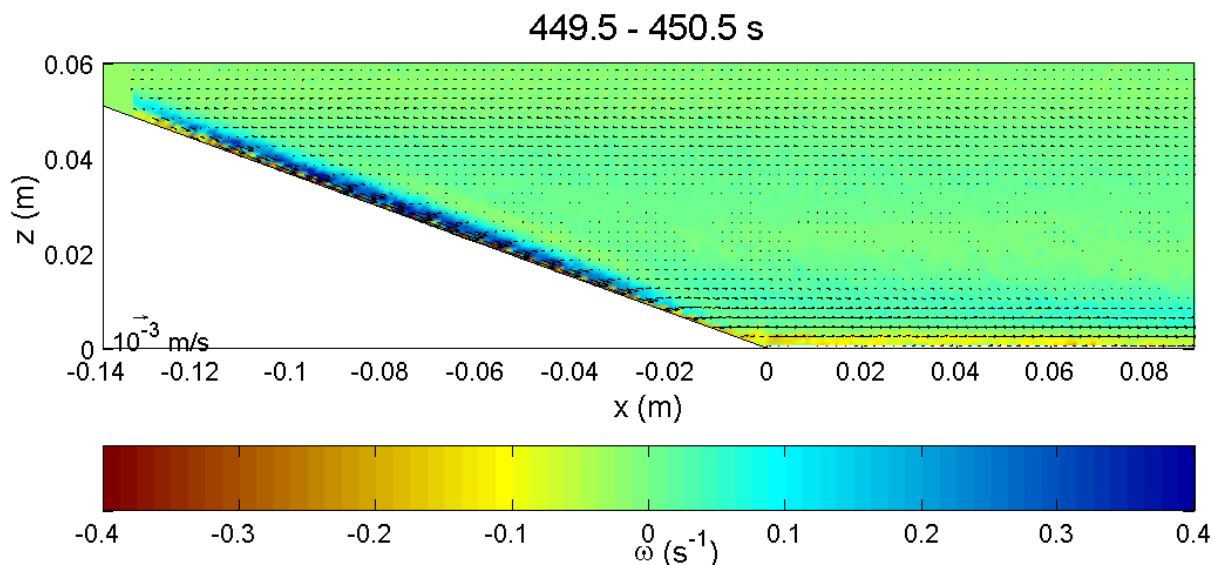


Mappa 3.1.2.4 - Campo fluidodinamico al tempo  $t=450 \text{ s}$  (caso 6,  $\Gamma=50 \text{ K m}^{-1}$ , media su 1 s)



Mappa 3.1.2.5 - Campo fluidodinamico al tempo  $t=450 \text{ s}$  (caso 2,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ , media su 1 s)

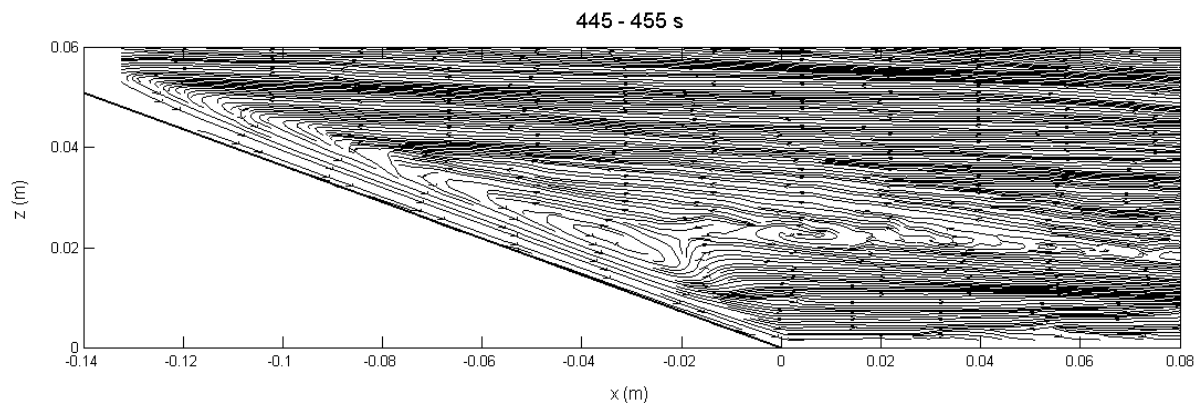




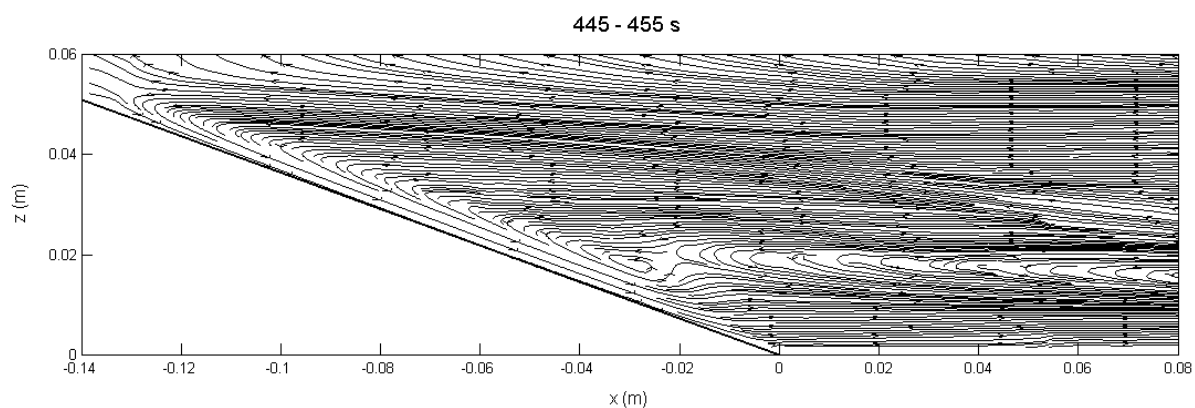
Mappe 3.1.2.6 - Campo fluidodinamico al tempo  $t=450$  s (caso 5,  $\Gamma=150 \text{ K m}^{-1}$ , media su 1 s)

Dalle mappe del campo fluidodinamico è evidente in tutti e tre i casi il moto verso valle di uno strato d'acqua a contatto con il pendio. Lo strato in scivolamento lungo il versante ha uno spessore limitato ed una velocità in aumento nel procedere dalla cima verso valle (Mappe da 3.1.2.1 a 3.1.2.6). Nel tratto che precede immediatamente la base del pendio la corrente subisce un rapido rallentamento ed una brusca variazione dello spessore, prima del cambiamento di direzione del moto che avviene in corrispondenza del punto in cui inizia la pianura (Mappe da 3.1.2.1 a 3.1.2.6). Al di sopra dei 20 mm di distanza dalla superficie del pendio si rileva l'azione di una corrente di ritorno (ad esempio nelle Mappe 3.1.2.4 e 3.1.2.7). Nel caso 5 si individua una zona dove il moto è quasi assente, che si estende sopra la pianura da quota 20 mm a quota 40 mm circa e si frappona tra la corrente orizzontale che scorre sulla valle e la corrente di ritorno (Mappa 3.1.2.12).

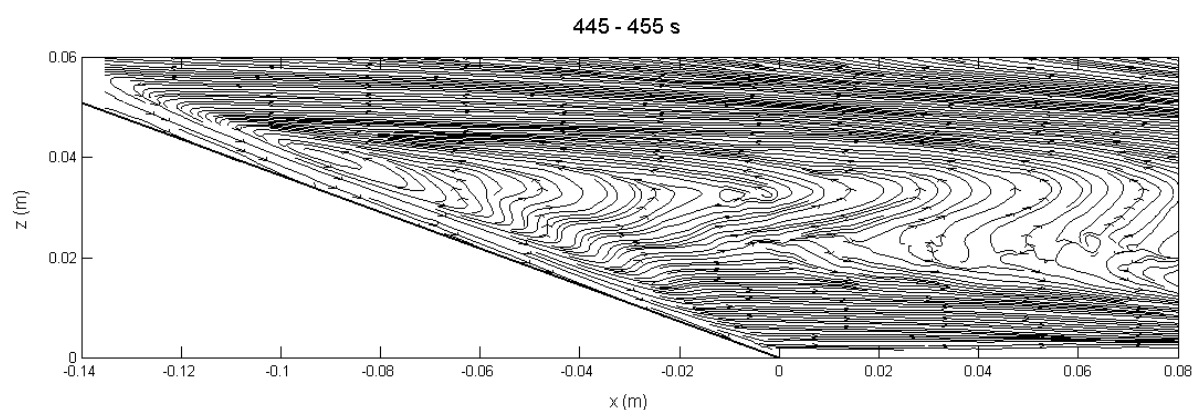
Qui di seguito ci sono le rappresentazioni dei campi di velocità dei tre casi esaminati con le linee di corrente al tempo  $t=450$  s, mediati sia su 10 s sia su 1 s:



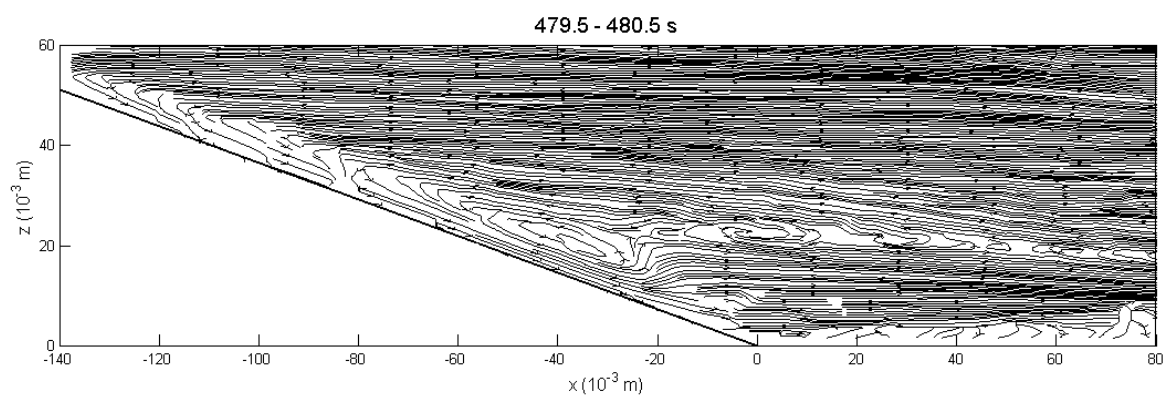
Mappe 3.1.2.7 - Linee di corrente al tempo  $t=450$  s del caso 6 ( $\Gamma=50 \text{ K m}^{-1}$ ), campo mediato su 10 s.



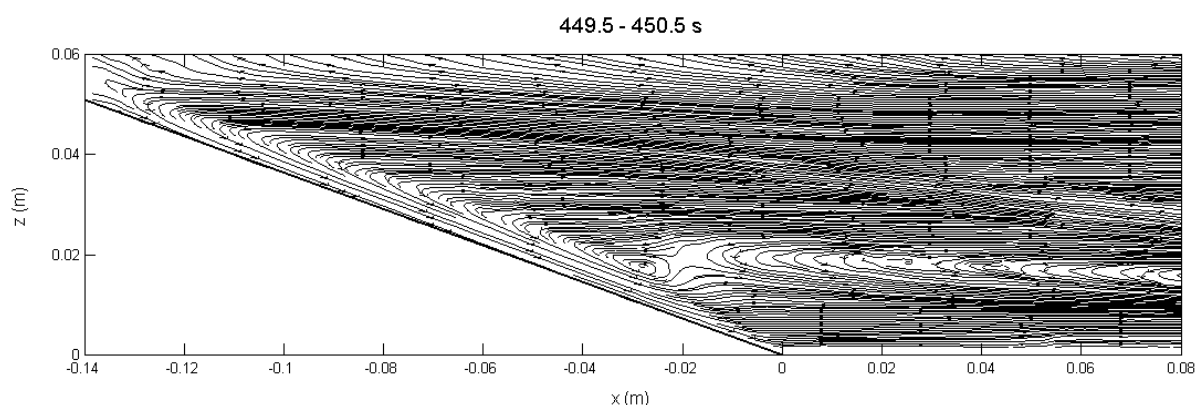
Mappa 3.1.2.8 - Linee di corrente al tempo  $t=450$  s del caso 2 ( $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ), campo mediato su 10 s.



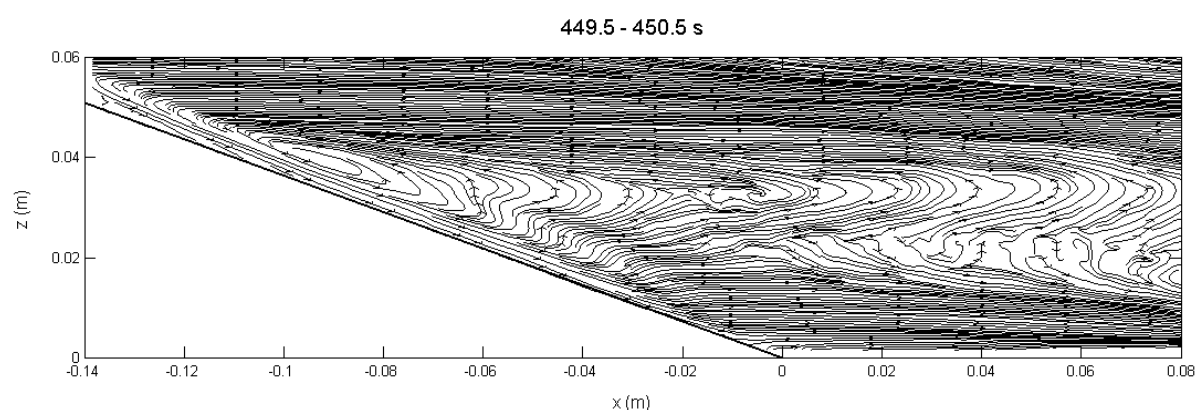
Mappa 3.1.2.9 - Linee di corrente al tempo  $t=450$  s del caso 5 ( $\Gamma=150 \text{ K m}^{-1}$ ), campo mediato su 10 s.



Mappa 3.1.2.10 - Linee di corrente al tempo  $t=450$  s del caso 6 ( $\Gamma=50 \text{ K m}^{-1}$ ), campo mediato su 1 s.



Mappa 3.1.2.11 - Linee di corrente al tempo  $t=450$  s del caso 2 ( $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ), campo mediato su 1 s.



Mappa 3.1.2.12 - Linee di corrente al tempo  $t=450$  s del caso 5 ( $\Gamma=150 \text{ K m}^{-1}$ ), campo mediato su 1 s.

La circolazione generale appare come una cella chiusa, formata dalla corrente catabatica lungo il pendio, dal suo prolungamento in direzione orizzontale lungo la valle e dalla corrente di ritorno, che scorre a quote superiori in verso opposto, procedendo dalla valle al pendio con una leggera componente verticale ascensionale e dovuta probabilmente alle sovrappressioni che tendono a determinarsi nella zona di valle per l'arrivo di fluido raffreddato, ed alla depressione che tende a determinarsi sulla zona del pendio a causa del moto traslatorio del fluido della corrente.

### 3.1.2.2. *Profili di temperatura*

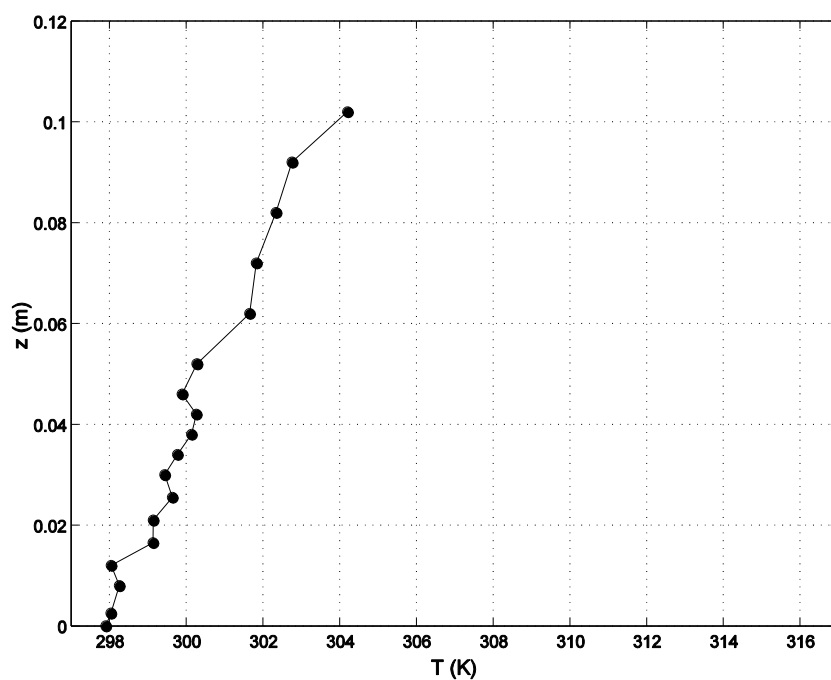


Grafico 3.1.2.1 - Stratificazione termica iniziale (caso 6,  $\Gamma=50 \text{ K m}^{-1}$ )

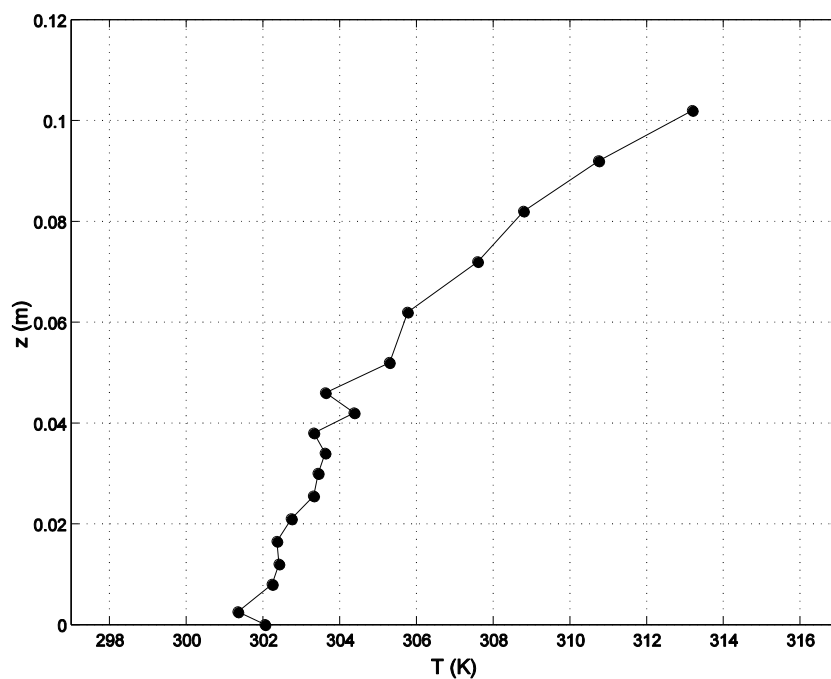


Grafico 3.1.2.2 - Stratificazione iniziale (caso 2,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ )

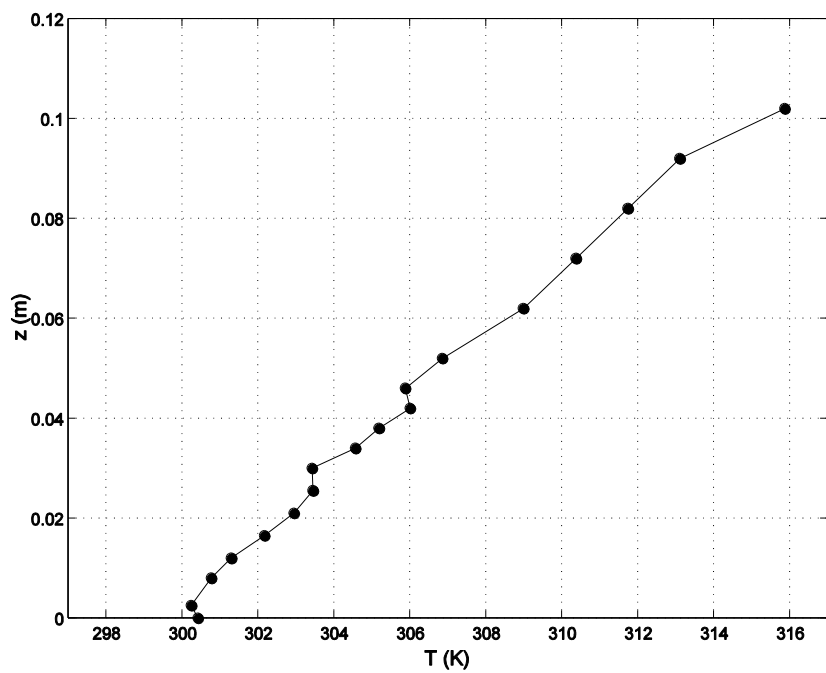


Grafico 3.1.2.3 - Stratificazione iniziale (caso 5,  $\Gamma=150 \text{ K m}^{-1}$ )

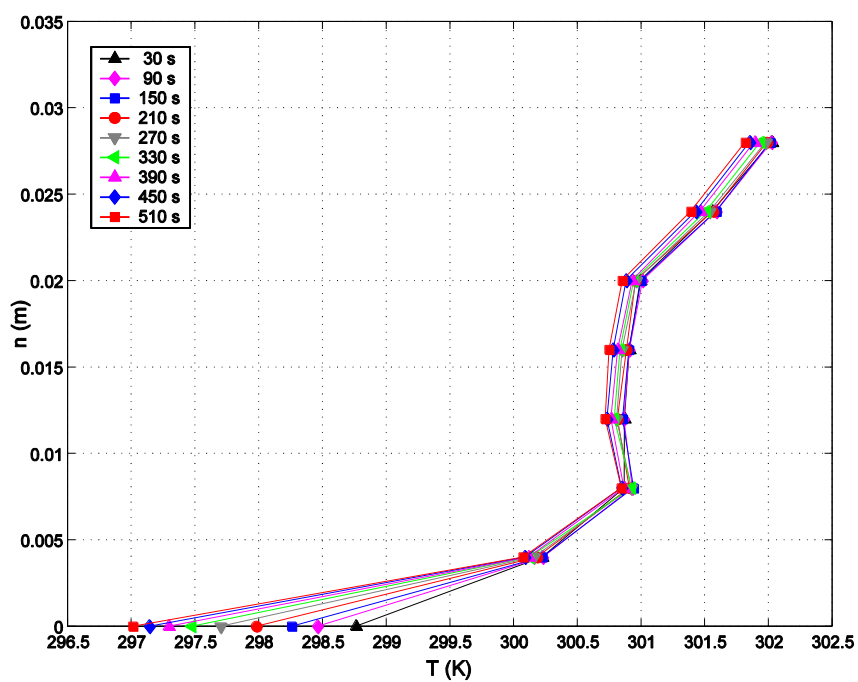
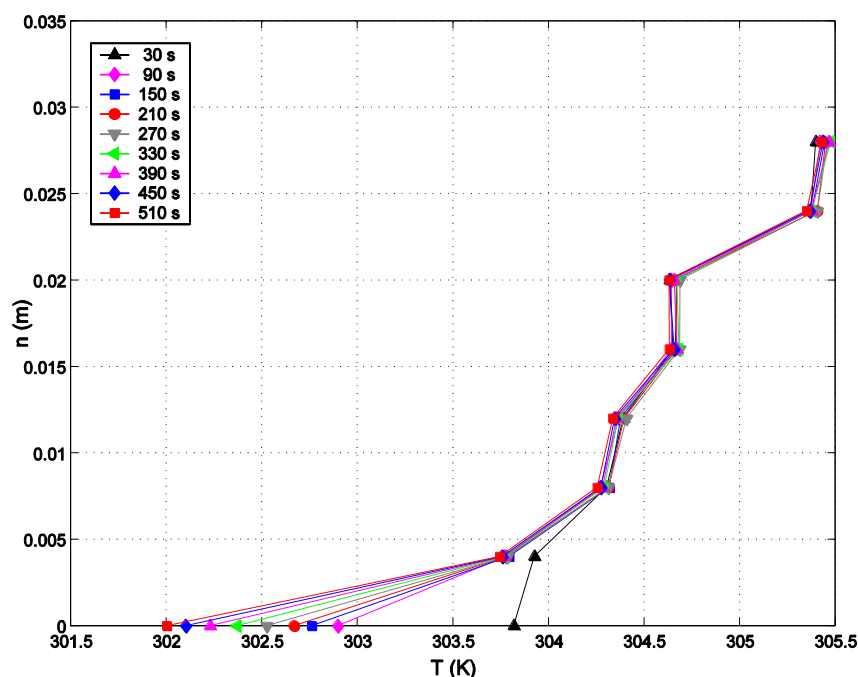
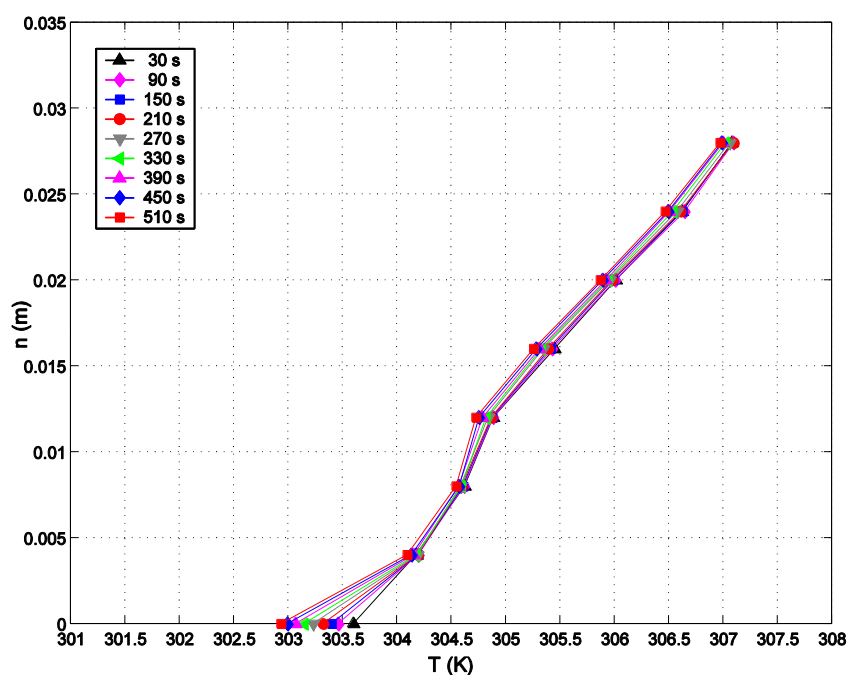


Grafico 3.1.2.4 - Centro del pendio, profilo C (caso 6,  $\Gamma=50 \text{ K m}^{-1}$ )

Grafico 3.1.2.5 - Centro del pendio, profilo C (caso 2,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ )Grafico 3.1.2.6 - Centro del pendio, profilo C (caso 5,  $\Gamma=150 \text{ K m}^{-1}$ )

Al centro del pendio, in corrispondenza della sua superficie, si registra nei tre casi un brusco abbassamento della temperatura durante i primi 120 s, che successivamente diviene più graduale nel tempo, arrivando a circa 2 K nel caso 2, a circa 1 K nel caso 5 ed a circa 3.2 K nel caso 6 alla fine dell'acquisizione (cioè dopo 510 s). Gli effetti di questo raffreddamento risultano rilevanti nelle vicinanze del pendio, fino a distanze di 10 mm, 5 mm e 10 mm rispettivamente nei tre casi nominati (Grafici 3.1.2.4, 3.1.2.7 e 3.1.2.10). Per distanze maggiori i profili appaiono scarsamente influenzati dal raffreddamento.

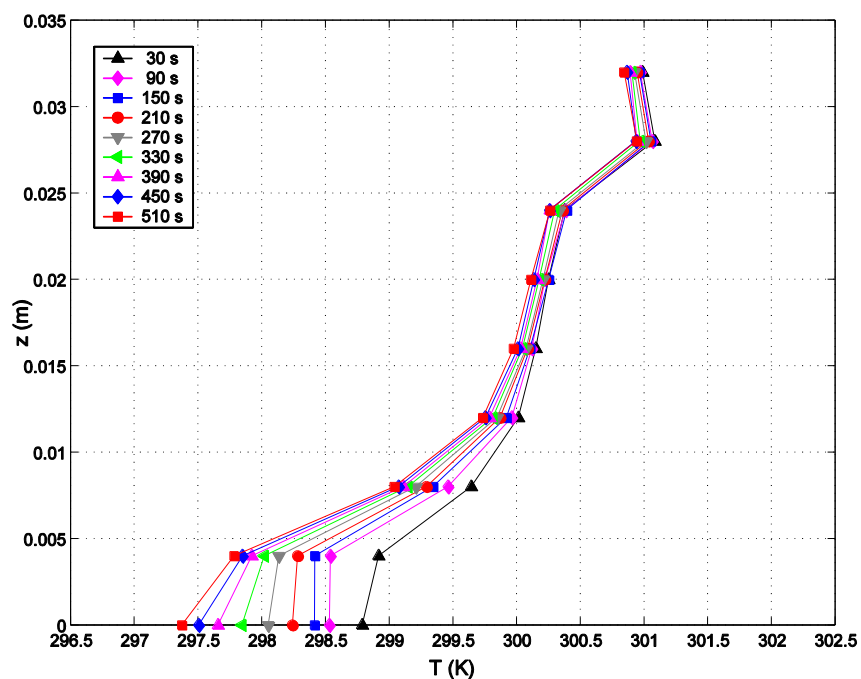


Grafico 3.1.2.7 - Base del pendio, profilo B (caso 6,  $\Gamma=50 \text{ K m}^{-1}$ )

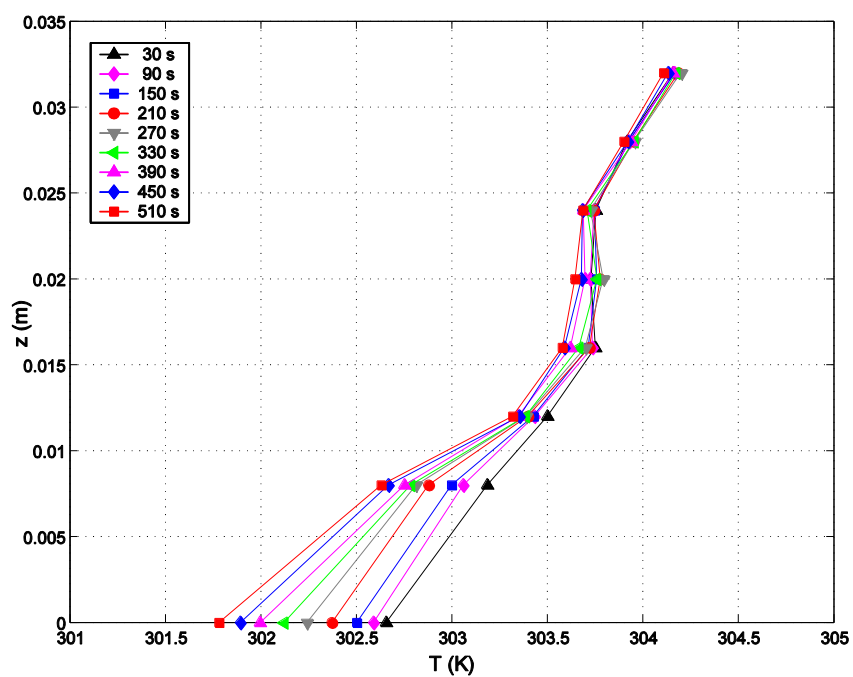
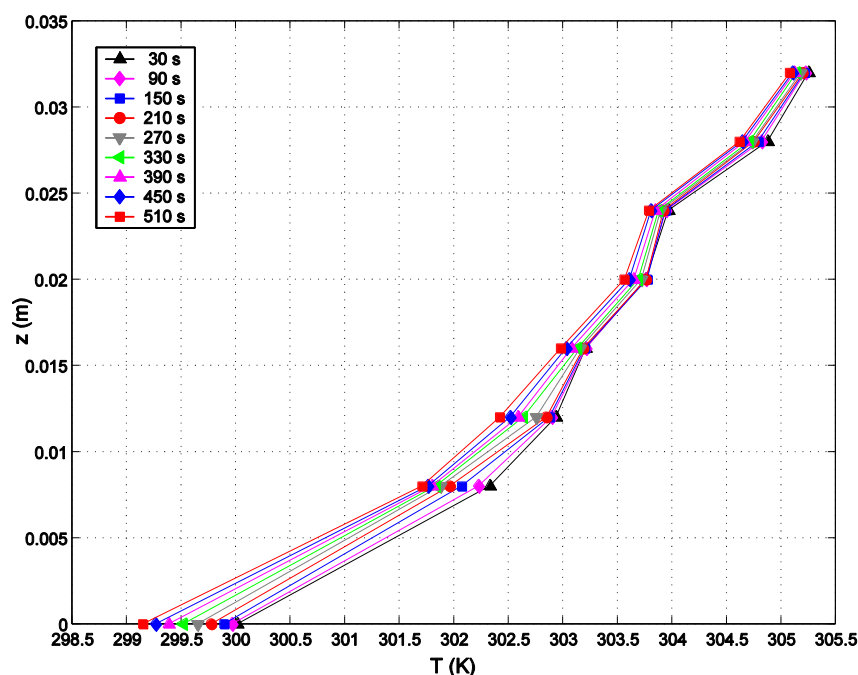


Grafico 3.1.2.8 - Base del pendio, profilo B (caso 2,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ )

Grafico 3.1.2.9 - Base del pendio, profilo B (caso 5,  $\Gamma=150 \text{ K m}^{-1}$ )

Nei profili ottenuti alla base del pendio si manifesta una diminuzione della temperatura decisamente più lenta, che ha luogo con velocità pressoché costante lungo l'intera ripresa e che è più marcata vicino al fondo, dove al tempo di 510 s l'abbassamento di temperatura raggiunge rispettivamente i valori di 2 K, 1 K e 1.8 K nelle tre prove. In tutti e tre i casi si riscontra che gli effetti dell'abbassamento della temperatura del fondo sono piuttosto evidenti fino ad una certa distanza da esso, pari a 15 mm nel primo caso (caso 6, Grafico 3.1.2.5), a 18 mm nel secondo (caso 2, Grafico 3.1.2.8) ed a 20 mm nel terzo (caso 5, Grafico 3.1.2.11). Al di sopra di queste altezze si osserva un decremento leggero e pressoché uniforme della temperatura, che avviene molto lentamente e raggiunge un'entità di circa 0.3 K nelle fasi finali delle acquisizioni.

Al centro della valle la temperatura subisce, su un profilo verticale, una diminuzione che ha minore entità ed è più lenta di quella vista alla base del pendio; la diminuzione di temperatura che si rileva sul fondo dopo 510 s è di 0.7 K nel caso 2 e di 0.8 K nei casi 5 e 6. Anche per questi profili del campo termico si osserva che la zona dove l'effetto del raffreddamento è rilevante arriva ad un'altezza di 15 mm nel caso 2 (Grafico 3.1.2.6), di 18 mm nel caso 5 (Grafico 3.1.2.9) e di 20 mm nel caso 6 (Grafico 3.1.2.12); al di sopra di tali quote gli abbassamenti della temperatura sono approssimativamente uniformi; essi si collocano anche qui intorno a 0.3 K nelle fasi finali delle registrazioni delle prove.



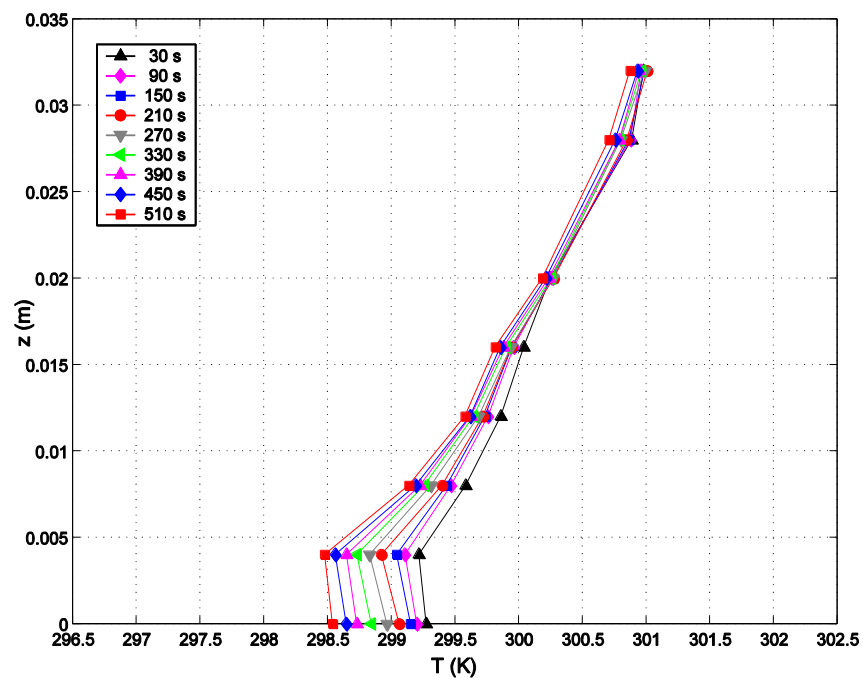


Grafico 3.1.2.10 - Centro della valle, profilo A (caso 6,  $\Gamma=50 \text{ K m}^{-1}$ )

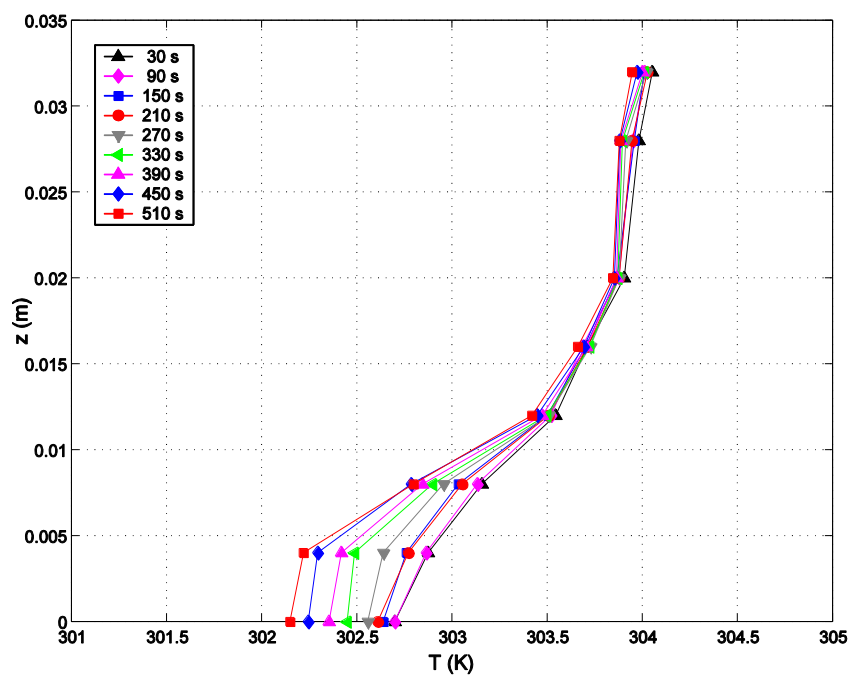
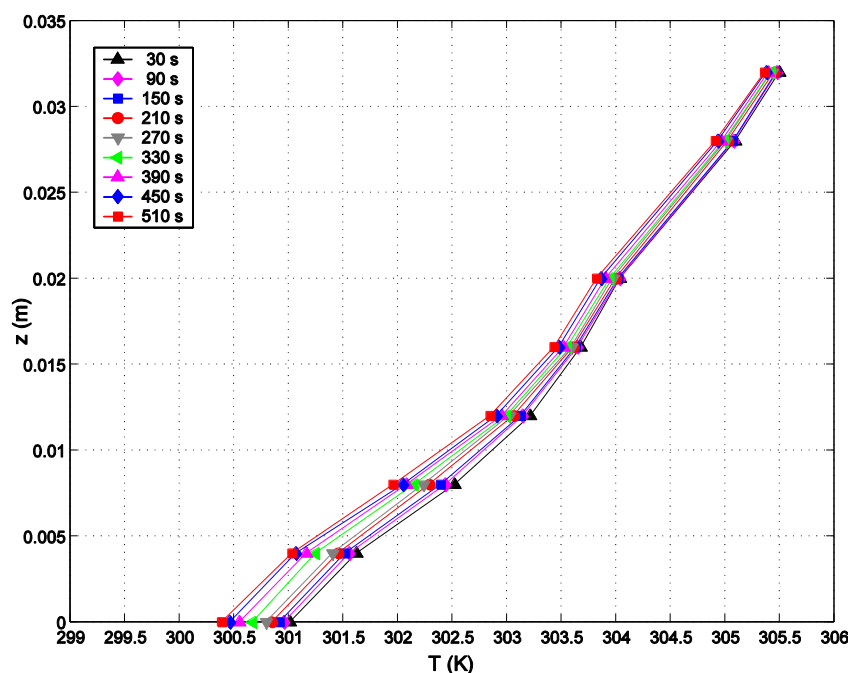


Grafico 3.1.2.11 - Centro della valle, profilo A (caso 2,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ )

Grafico 3.1.2.12 - Centro della valle, profilo A (caso 5,  $\Gamma=150 \text{ K m}^{-1}$ )

Dai profili di temperatura si osserva che in tutti e tre i casi il raffreddamento in corrispondenza del fondo della valle e della base del pendio avviene più lentamente di quello sulla superficie del rilievo. Lo strato interessato dagli effetti del raffreddamento alla base del rilievo ha uno spessore maggiore che sul fondo della valle (sul profilo A), dove è a sua volta maggiore che sul pendio. Ciò si verifica perché negli esperimenti realizzati il raffreddamento della superficie in pendenza avviene in maniera diretta, mentre il fondo della valle si raffredda soltanto in seguito alla discesa di aria fredda dal versante, ma anche perché lo scorrimento veloce di aria fredda lungo il pendio permette uno scambio di calore più rapido di quello che avviene in pianura, dove la corrente tende a rallentare. Anche in questo caso per gradienti termici verticali più alti si osservano in generale spessori più piccoli degli strati interessati dagli effetti del raffreddamento, in particolare l'aumento della pendenza dei profili di temperatura. Come è stato possibile vedere nel paragrafo 3.1.1, ciò è legato alla tendenza che un'atmosfera caratterizzata da una più forte stabilità termica ha ad ostacolare il raffreddamento derivante dagli scambi termici con il suolo, il moto del vento catabatico e quindi l'effetto dell'entrainment. Per questa ragione, anche nel caso di correnti catabatiche in ambienti termicamente stratificati con i gradienti verticali più alti ci si aspettano correnti di minori velocità e spessori (*Prandtl, 1952, Ye et al., 1987*).

### 3.1.2.3. Profili di velocità

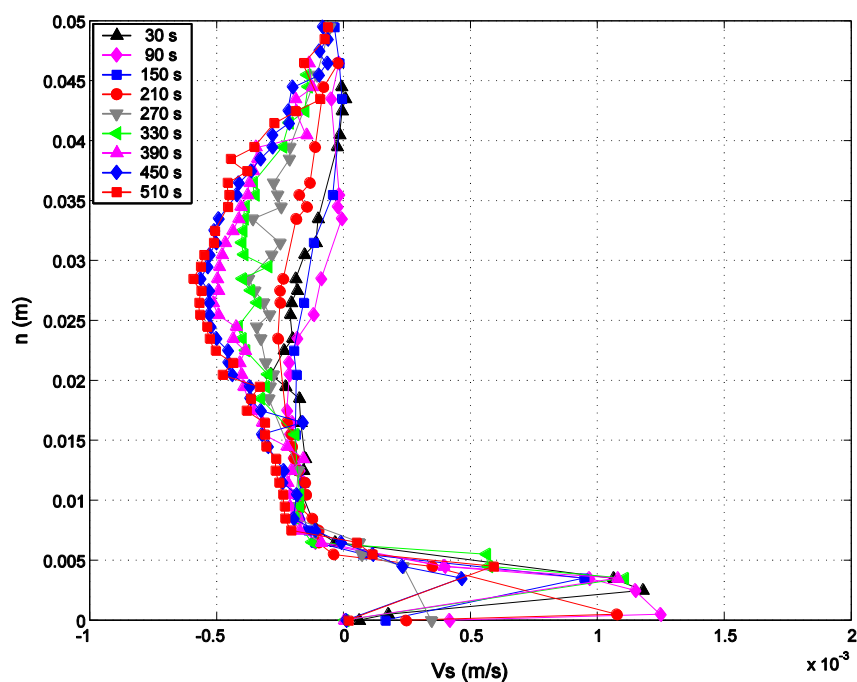


Grafico 3.1.2.13 - Centro del pendio, profilo C (caso 6,  $\Gamma=50 \text{ K m}^{-1}$ )

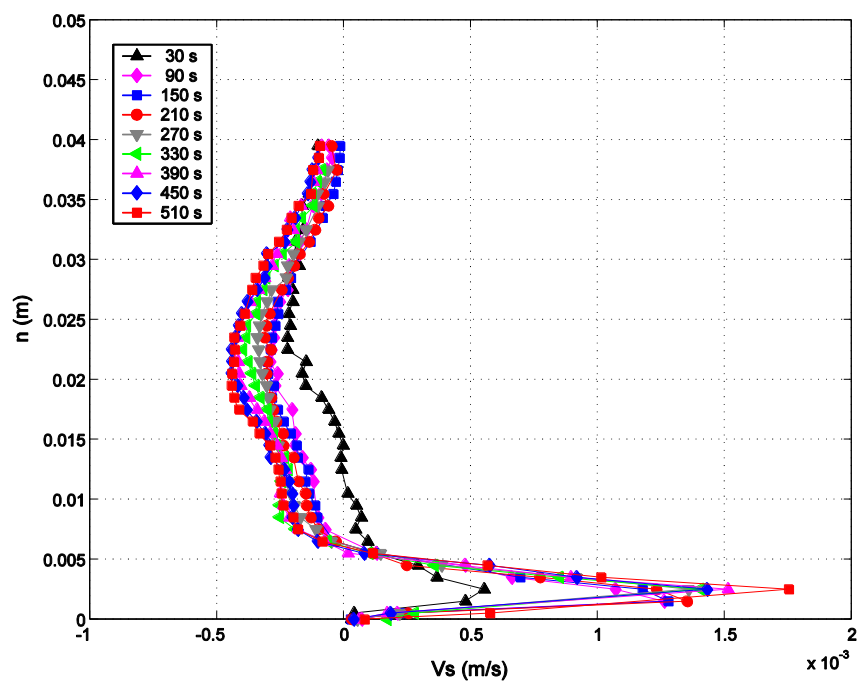
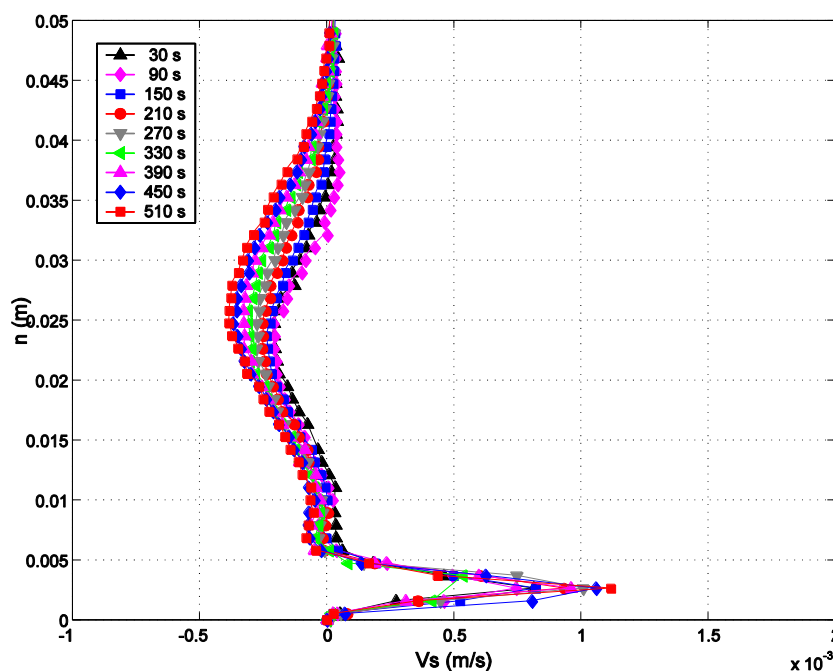


Grafico 3.1.2.14 - Centro del pendio, profilo C (caso 2,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ )

Grafico 3.1.2.15 - Centro del pendio, profilo C (caso 5,  $\Gamma=150 \text{ K m}^{-1}$ )

In questi profili relativi ai tre casi si osserva un incremento nel tempo della velocità, che parte da valori praticamente nulli al tempo iniziale ed aumenta fino alla fine dell'acquisizione. Si vede infatti che dopo 510 s non è stata ancora raggiunta propriamente la stazionarietà del moto. Al centro del pendio si ha una crescita molto rapida della velocità nella fase iniziale del raffreddamento, che poi diviene più graduale nel tempo fino ai 510 s. Nel caso 2 la crescita della velocità è particolarmente rapida tra i 60 ed i 120 s (Grafico 3.1.2.14), nel caso 5 la crescita più rapida avviene tra l'istante 0 e i 60 s (Grafico 3.1.2.15), mentre nel caso 6 si ha una crescita rapida iniziale tra l'istante 0 ed i 120 s, ma meno brusca che nei primi due casi (Grafico 3.1.2.13). In questa zona la velocità massima della corrente raggiunge i 2 mm/s nel caso 2, 1.6 mm/s nel caso 5 e i 2 mm/s nel caso 6. Lo spessore della corrente rimane sostanzialmente invariato dopo le fasi iniziali delle prove, stabilizzandosi su valori pressoché uguali nei tre casi, cioè 8 mm per il caso 2, 7 mm per il caso 5, 7-8 mm per il caso 6.

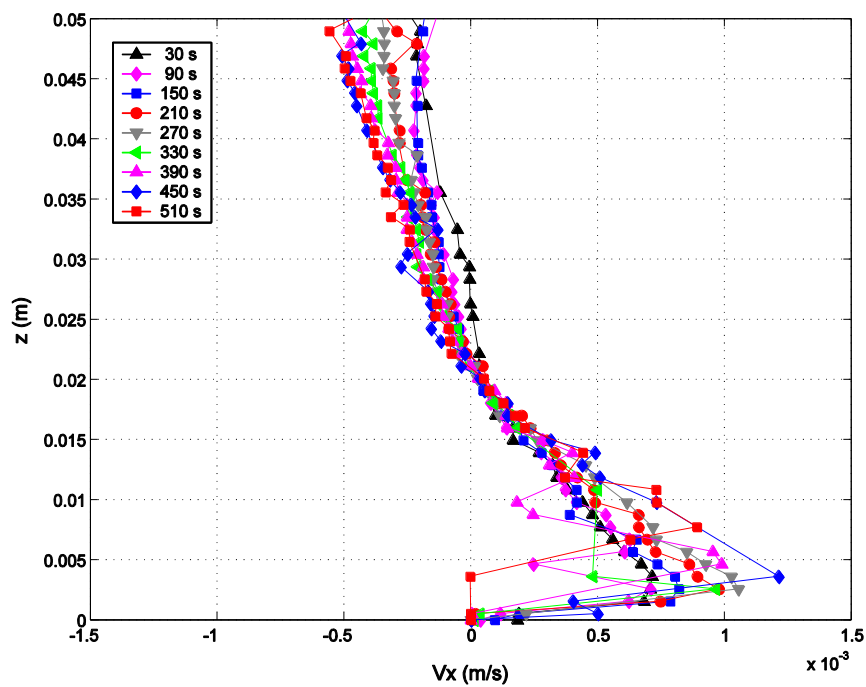


Grafico 3.1.2.16 - Base del pendio, profilo B (caso 6,  $\Gamma=50 \text{ K m}^{-1}$ )

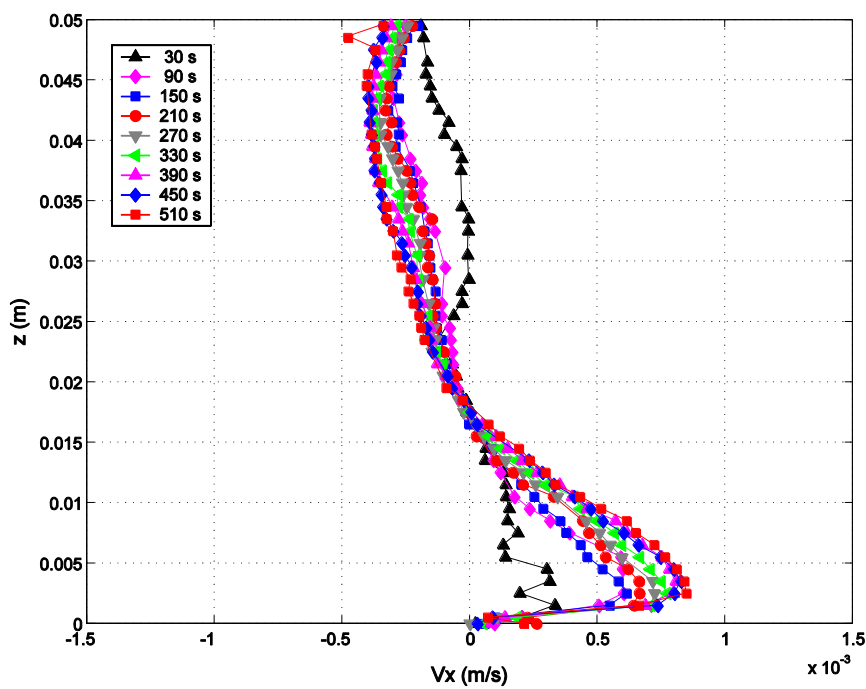
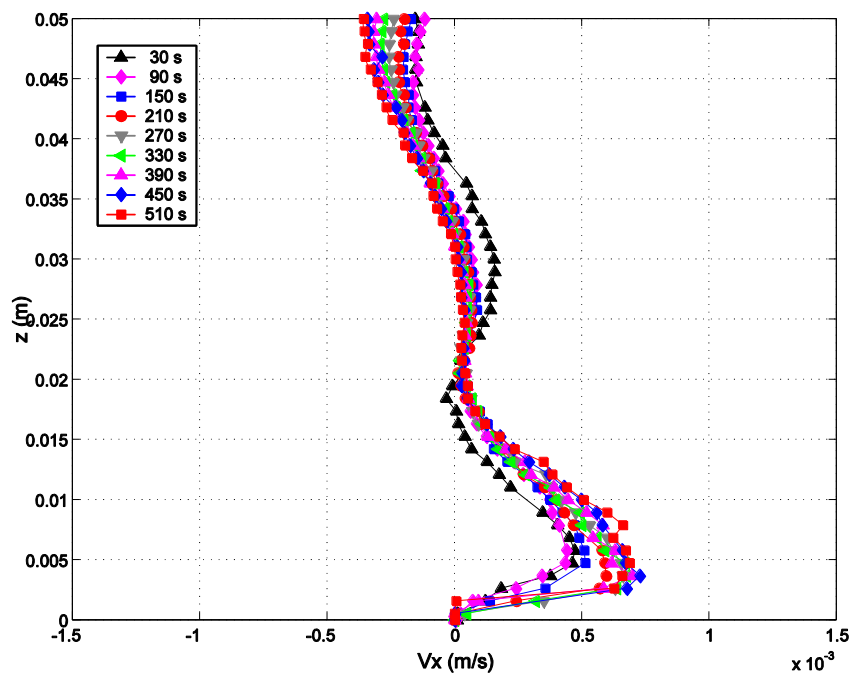
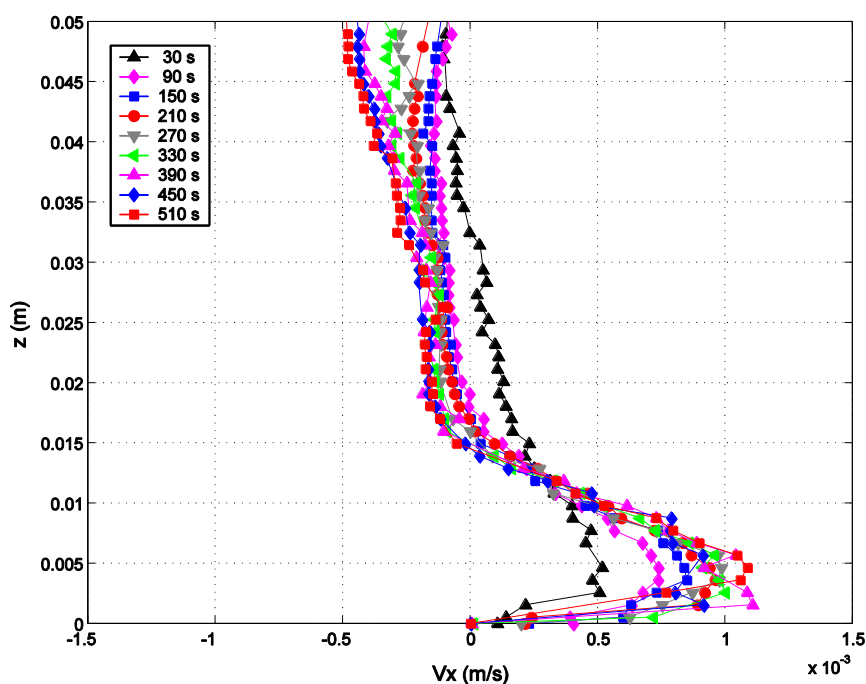


Grafico 3.1.2.17 - Base del pendio, profilo B (caso 2,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ )

Grafico 3.1.2.18 - Base del pendio, profilo B (caso 5,  $\Gamma=150 \text{ K m}^{-1}$ )

Il profilo relativo alla base mostra nei tre casi il passaggio di una corrente di velocità più bassa e di spessore più alto che al centro del pendio. La velocità raggiunta nel caso 2 dopo i 510 s è di 0.8 mm/s, mentre lo spessore si stabilisce intorno ai 20 mm (Grafico 3.1.2.17); nel caso 5 la velocità arriva ad un valore di 0.7 mm/s, con uno spessore di circa 20 mm (Grafico 3.1.2.18), mentre nel caso 6 essa ha un massimo di 0.9 mm/s e lo spessore si mantiene sui 22 mm (Grafico 3.1.2.16).

Grafico 3.1.2.19 - Centro della valle, profilo A (caso 6,  $\Gamma=50 \text{ K m}^{-1}$ )

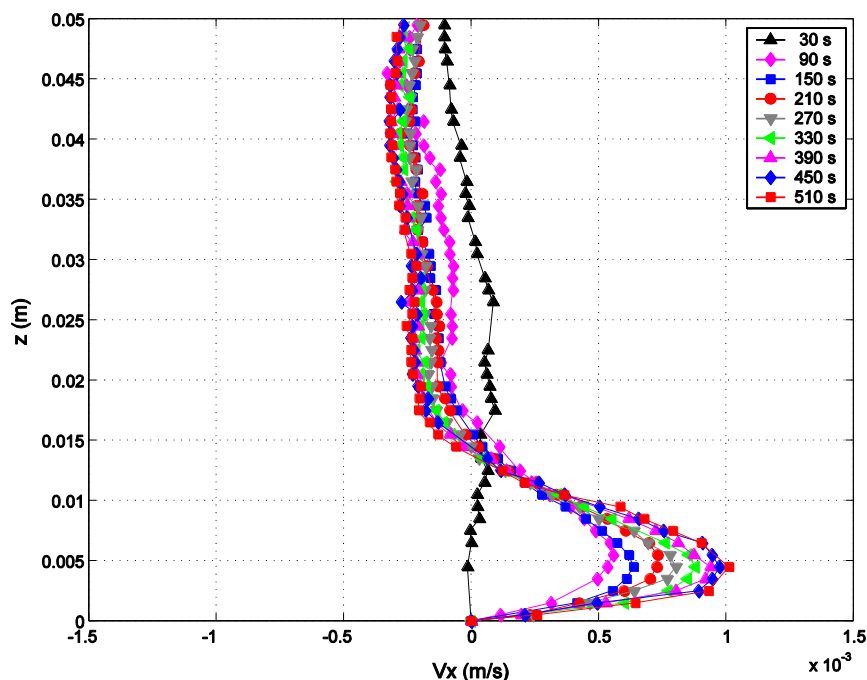


Grafico 3.1.2.20 - Centro della valle, profilo A (caso 2,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ )

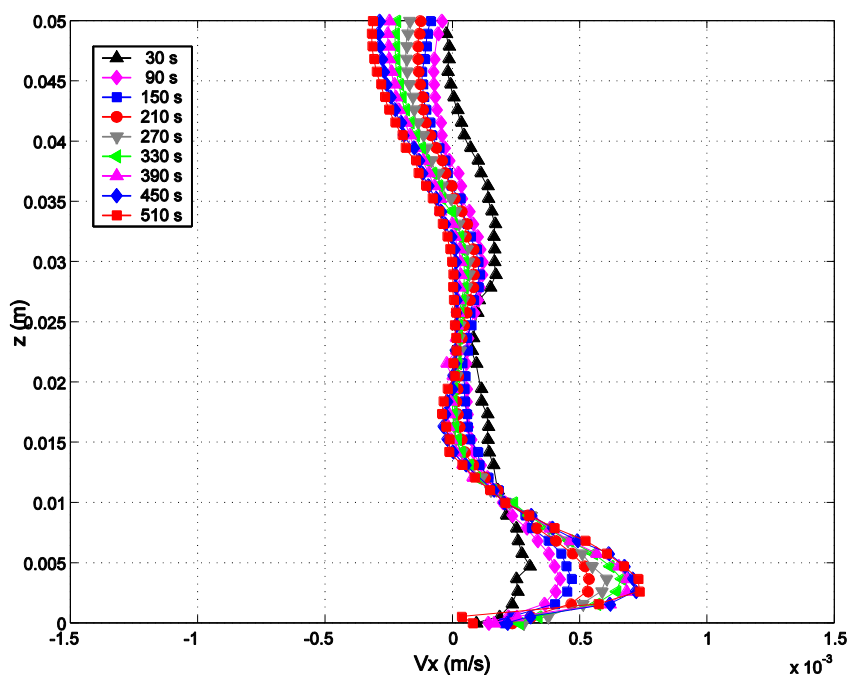


Grafico 3.1.2.21 - Centro della valle, profilo A (caso 5,  $\Gamma=150 \text{ K m}^{-1}$ )

Al centro della valle i profili della velocità appaiono simili a quelli presi sulla base del pendio, con lievi diminuzioni dello spessore, che è di 15 mm nel caso 2 (Grafico 3.1.2.20), di 20 mm nel caso 5 (Grafico 3.1.2.21) e di 18 mm nel caso 6 (Grafico 3.1.2.19), e con leggeri incrementi dei valori delle velocità nei casi 2 e 6, dove i massimi sono rispettivamente 0.9 mm/s e 1 mm/s; nel caso 5 si registra invece per la velocità un decremento molto limitato, che la porta ad un valore di 0.7 mm/s circa. Per distanze dal fondo superiori agli spessori della corrente catabatica nei vari casi, risulta evidente su tutti i profili la presenza di una corrente di

ritorno, che ha velocità piuttosto consistenti, sebbene inferiori a quelle riscontrate nel caso diurno. Tali velocità crescono anch'esse progressivamente fino ai 510 s, arrivando a valori massimi di circa 0.4-0.5 mm/s nel caso 2, di 0.3-0.4 mm/s nel caso 5 e di 0.5-0.6 mm/s nel caso 6; ciò mostra che questi valori tendono ad aumentare maggiormente in corrispondenza di gradienti di stratificazione termica inferiori. La corrente di ritorno ha caratteristiche di spessore simili per tutti e tre i casi: il suo spessore sulla valle e sulla base del pendio è maggiore di quello che essa ha sopra il pendio; infatti su questo profilo esso raggiunge i 40 mm, mentre sugli altri due supera i 50 mm. Nel caso 5 si può osservare una zona dove il moto è praticamente assente, che sui profili della base del pendio e della pianura viene individuata tra i 20 mm e i 30 mm di altezza (Grafici 3.1.2.18 e 3.1.2.21).

Dalle osservazioni precedenti si possono ricostruire le caratteristiche principali del moto medio della circolazione generale, la quale può essere schematicamente descritta come un'unica cella estesa sul pendio e sulla parte della valle adiacente ad esso, che si compone di una corrente catabatica lungo il pendio, di una corrente orizzontale sulla pianura che procede concordemente ad essa e di una corrente di ritorno. La corrente catabatica è costituita dal fluido che scivola lungo il pendio dopo essere stato raffreddato, scendendo verso la valle. Nel corso dello scivolamento c'è un incremento della portata, dovuto all'intrusione progressiva di porzioni del fluido presente nella zona di frizione tra la corrente e lo strato adiacente, che vengono raffreddate per mescolamento. La corrente che scorre orizzontalmente lungo la valle è il proseguimento del moto della corrente catabatica, la cui inerzia non si esaurisce all'arrivo nella zona pianeggiante, ma permette al fluido di spingersi nella valle fino a distanze considerevoli dalla base del pendio. Infine c'è la corrente di ritorno, che scorre a quote più alte in senso opposto alla corrente catabatica, conducendo dalla valle alla cima del pendio il fluido, richiamato dalla tendenza alla diminuzione della pressione che si ha sopra la parte superiore del pendio e che è causata dallo spostamento verso valle del fluido raffreddato; questa corrente ha un moto pressoché orizzontale.

#### 3.1.2.4. *Spessore e velocità massima della corrente catabatica lungo il pendio*

I profili dello spessore della corrente lungo il pendio sono stati costruiti e rappresentati adottando gli stessi criteri seguiti nei casi in cui è stata analizzata la corrente anabatica (sottoparagrafo 3.1.1.4). Tali profili sono riferiti anche in questi casi alla fase finale del filmato, precisamente alle velocità mediate su un intervallo centrato al tempo di 540 s.



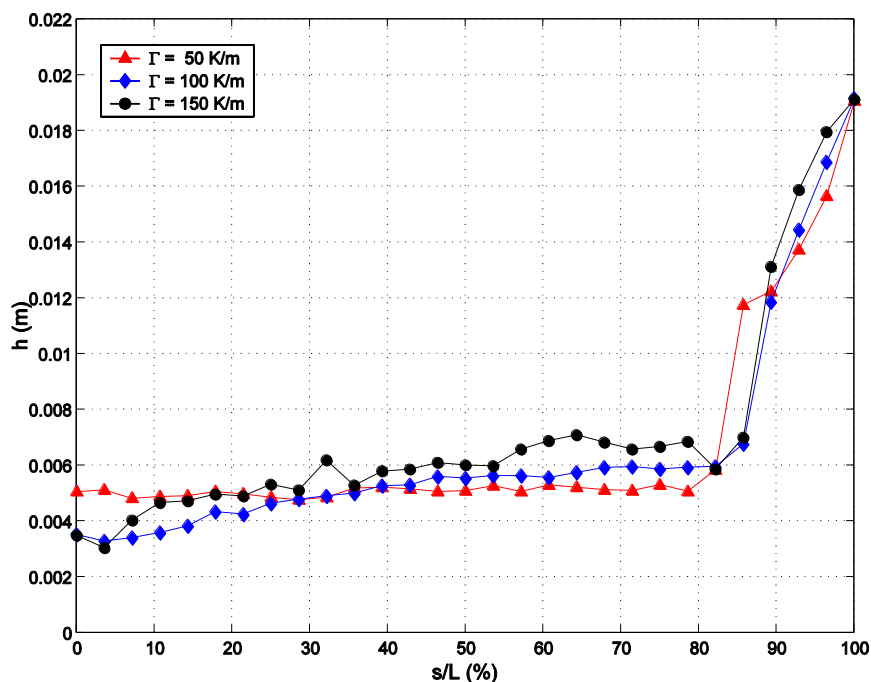


Grafico 3.1.2.22 - Spessore della corrente catabatica lungo il pendio per tre diversi valori del gradiente di stratificazione iniziale al tempo  $t=540$  s.

Lo spessore della corrente ha un andamento crescente lungo il pendio in tutti e tre i casi, seguendo una legge pressoché lineare con una pendenza molto scarsa (Grafico 3.1.2.22) fino all'80 % dell'intera lunghezza ( $L$ ). Come per le correnti anabatiche la corrente parte dalla cima del pendio con uno spessore non nullo. Superata la parte iniziale, fino a circa il 30 % della lunghezza totale ( $L$ ), si osserva che a gradienti termici di stratificazione maggiori corrispondono spessori minori. Nel tratto finale della corrente, quindi in prossimità del piede del pendio, c'è un brusco aumento della pendenza dei grafici dello spessore, come nel caso delle correnti anabatiche; anche in questo caso infatti la direzione, la velocità e lo spessore della corrente cambiano bruscamente.

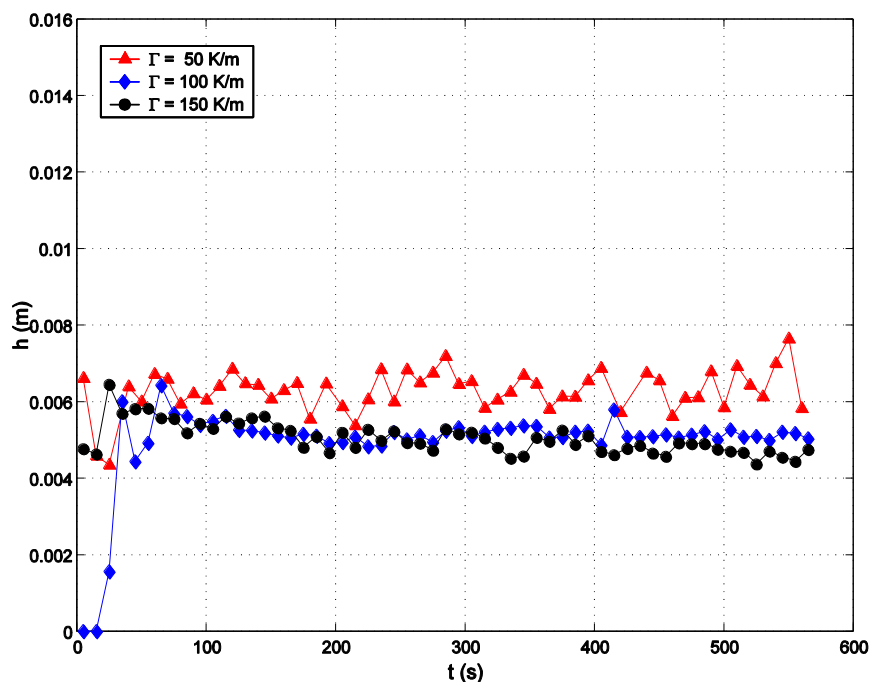


Grafico 3.1.2.23 - Evoluzione nel tempo dello spessore della corrente catabatica al centro del pendio per tre diversi valori del gradiente di stratificazione iniziale.

La crescita dello spessore al diminuire del gradiente si evidenzia anche nel grafico in cui vengono confrontati gli spessori della corrente al trascorrere del tempo sul profilo preso al centro del pendio, se ne osservano i tratti relativi ai tempi successivi ai 300 s (Grafico 3.1.2.23). Si nota inoltre negli stessi profili una leggera diminuzione dello spessore nel tempo dopo i valori raggiunti nel tratto iniziale, tranne nel caso di gradiente  $50 \text{ K m}^{-1}$ , dove l'andamento presenta maggiore irregolarità. Va ricordato che le curve di questo grafico sono state tracciate usando i profili di velocità tangenziale media su intervalli consecutivi di ampiezza 10 s, analogamente a quanto fatto per il Grafico 3.1.1.16.

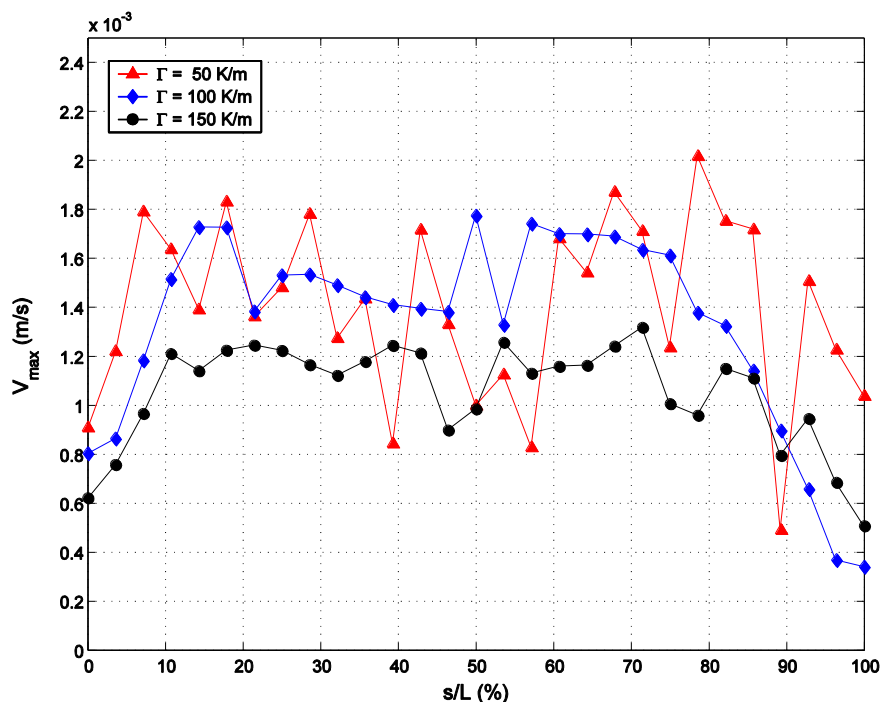


Grafico 3.1.2.24 - Velocità massima della corrente catabatica lungo il pendio per tre diversi valori del gradiente di stratificazione termica al tempo  $t=540$  s.

Nel grafico in cui sono rappresentati i valori massimi raggiunti dalla velocità lungo il pendio (Grafico 3.1.2.24), riferiti anche in questo caso alla fase finale del filmato, cioè al tempo di 540 s (con dati mediati su un intervallo di 10 s), è mostrato nei casi 2 e 5 un tratto iniziale crescente (fino al 10 % circa della lunghezza totale), un successivo tratto tendenzialmente uniforme (con delle oscillazioni) ed un tratto finale decrescente, avente inizio circa al 70-80 % della lunghezza totale. Nel caso 2, caratterizzato da gradiente  $100 \text{ K m}^{-1}$ , c'è ovunque spessore maggiore che nel caso 5, per il quale il gradiente è maggiore ( $150 \text{ K m}^{-1}$ ). Nel caso 6 ( $\Gamma=50 \text{ K m}^{-1}$ ) l'andamento di tale grafico mostra una tendenza assimilabile a quella degli altri due ma presenta molte oscillazioni che non permettono di fare un confronto tra i valori massimi di velocità in relazione al gradiente.

### 3.1.2.5. Profili delle covarianze della velocità

Qui di seguito sono riportati i profili delle varianze e delle covarianze delle componenti tangenziali e normali della velocità. I grafici presentati sono tutti relativi ad una retta passante per il centro del pendio ed ortogonale ad esso, cioè al profilo C.

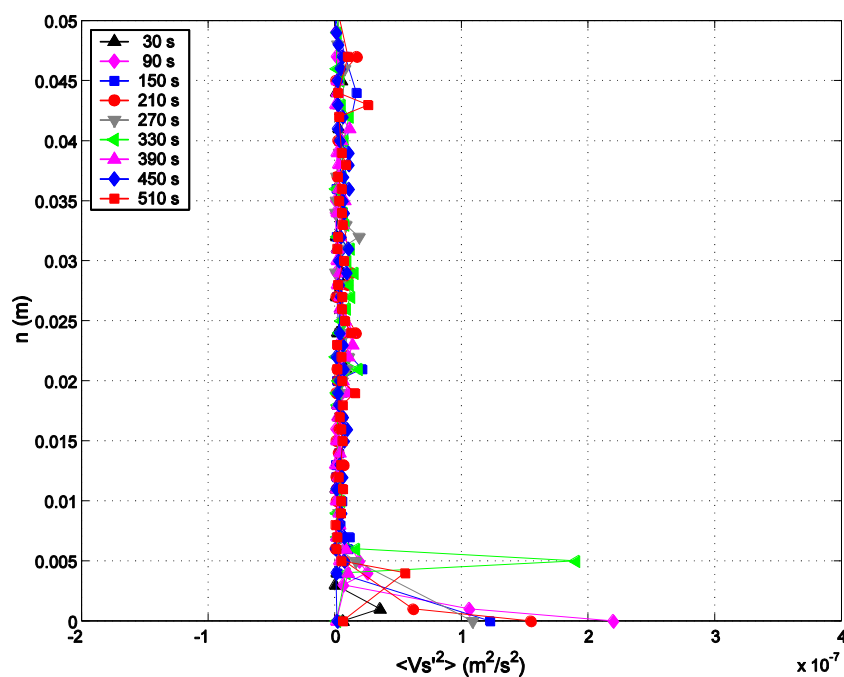


Grafico 3.1.2.25 - Profili della varianza della componente tangenziale della velocità, presa al centro del pendio, nel caso 6 ( $\Gamma=50 \text{ K m}^{-1}$ ).

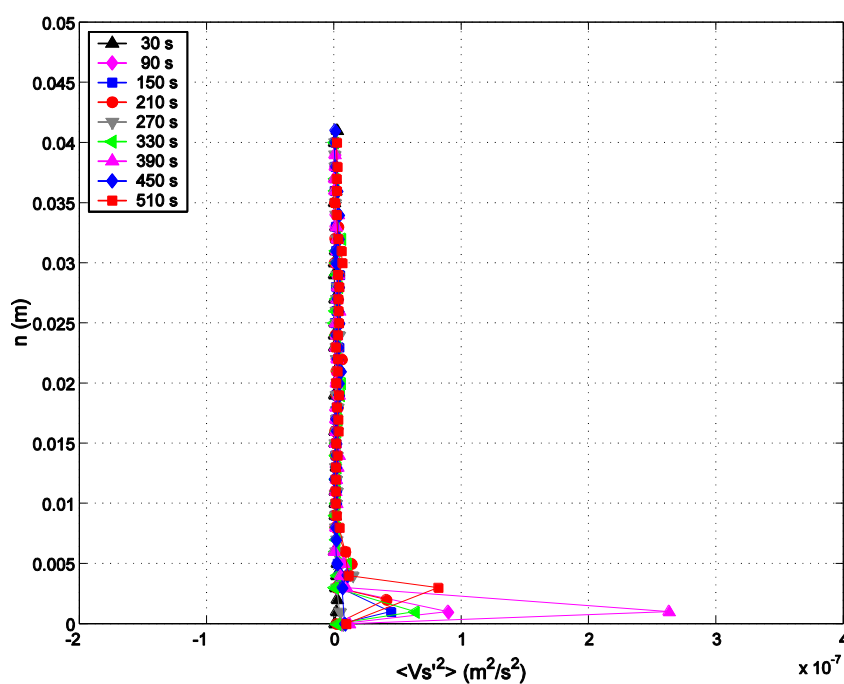


Grafico 3.1.2.26 - Profili della varianza della componente tangenziale della velocità, presa al centro del pendio, nel caso 2 ( $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ).

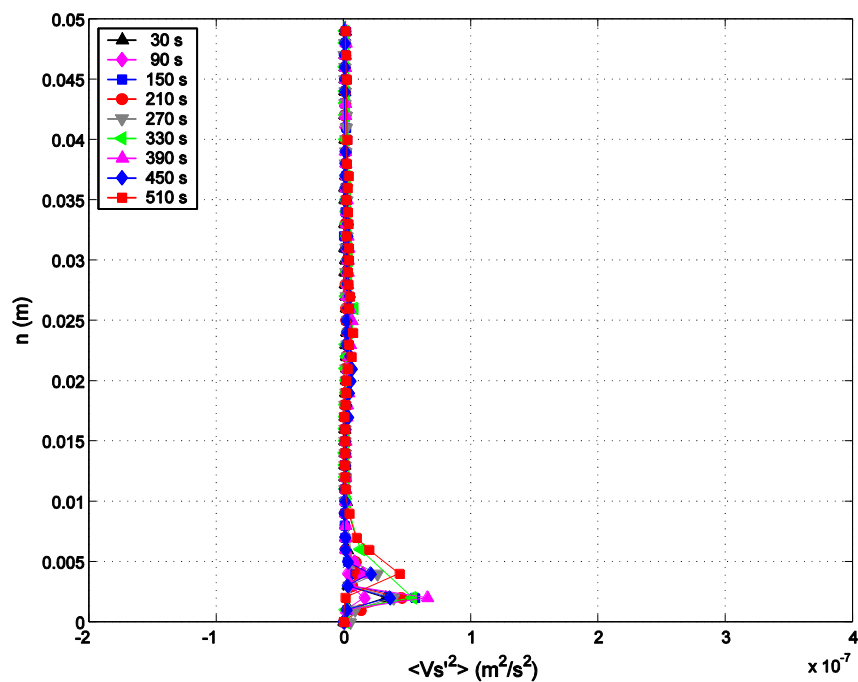


Grafico 3.1.2.27 - Profili della varianza della componente tangenziale della velocità, presa al centro del pendio, nel caso 5 ( $\Gamma=150 \text{ K m}^{-1}$ ).

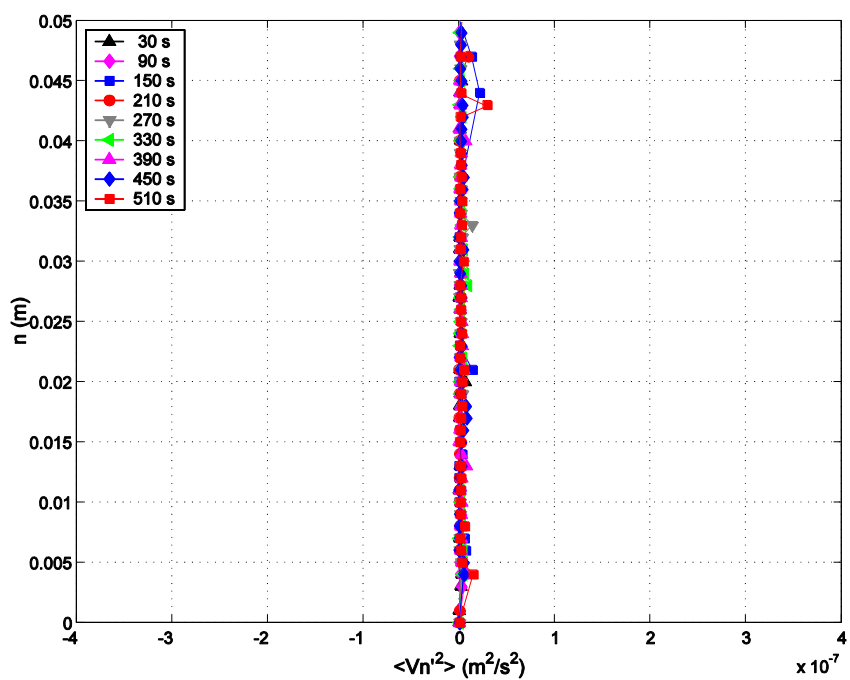


Grafico 3.1.2.28 - Profili della varianza della componente normale della velocità, presa al centro del pendio, nel caso 6 ( $\Gamma=50 \text{ K m}^{-1}$ ).

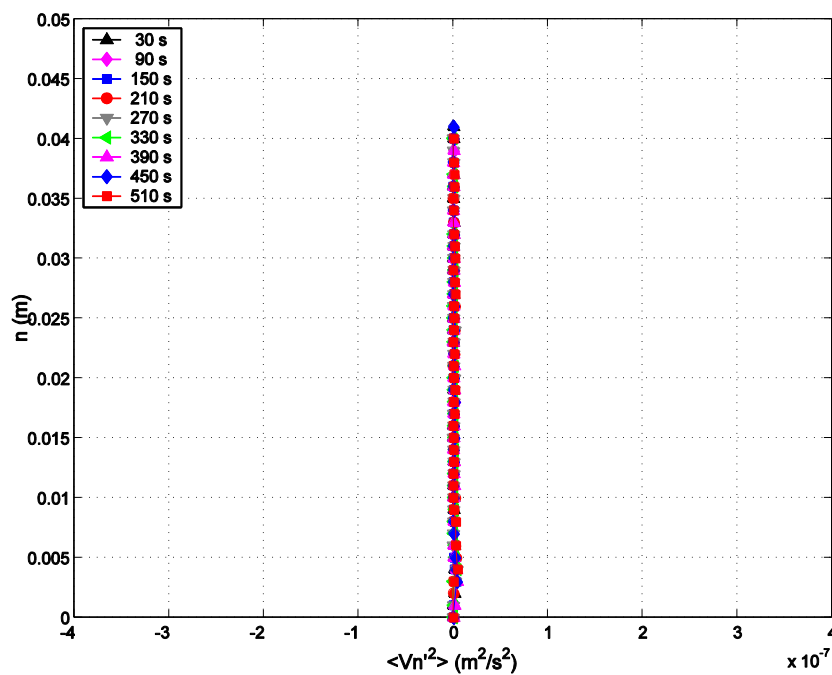


Grafico 3.1.2.29 - Profili della varianza della componente normale della velocità, presa al centro del pendio, nel caso 2 ( $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ).

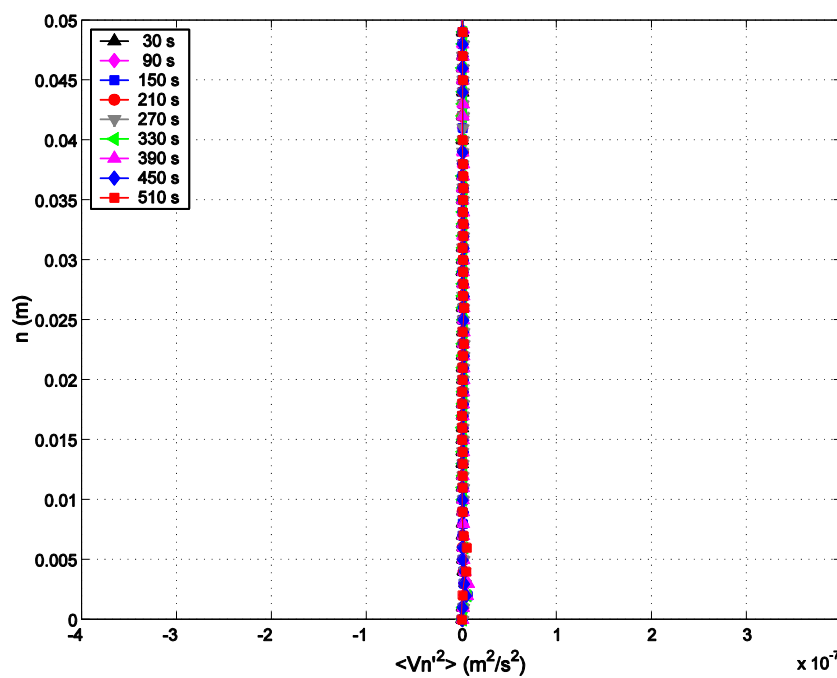


Grafico 3.1.2.30 - Profili della varianza della componente normale della velocità, presa al centro del pendio, nel caso 5 ( $\Gamma=150 \text{ K m}^{-1}$ ).

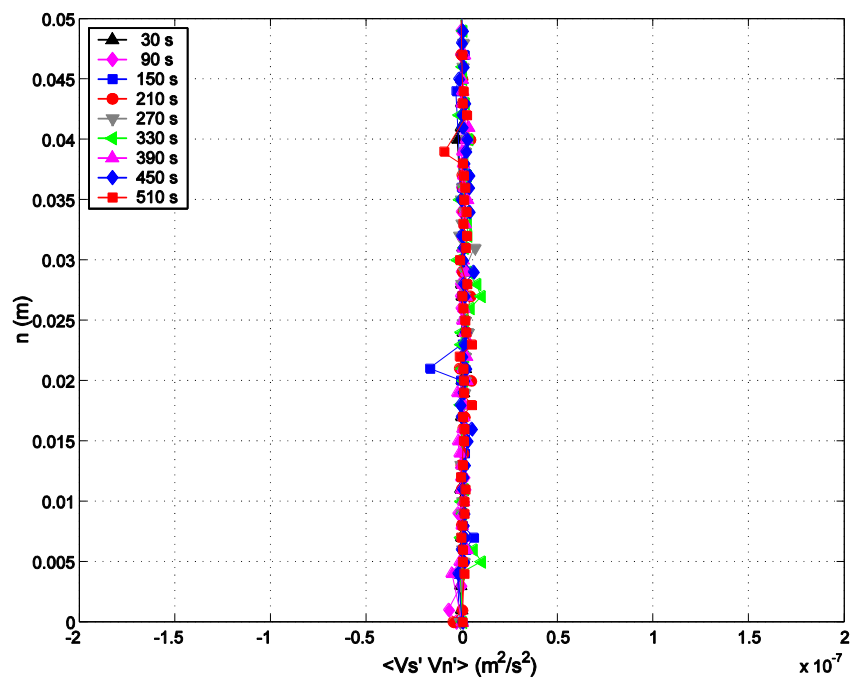


Grafico 3.1.2.31 - Profili della covarianza delle due componenti della velocità, presa al centro del pendio, nel caso 6 ( $\Gamma=50 \text{ K m}^{-1}$ ).

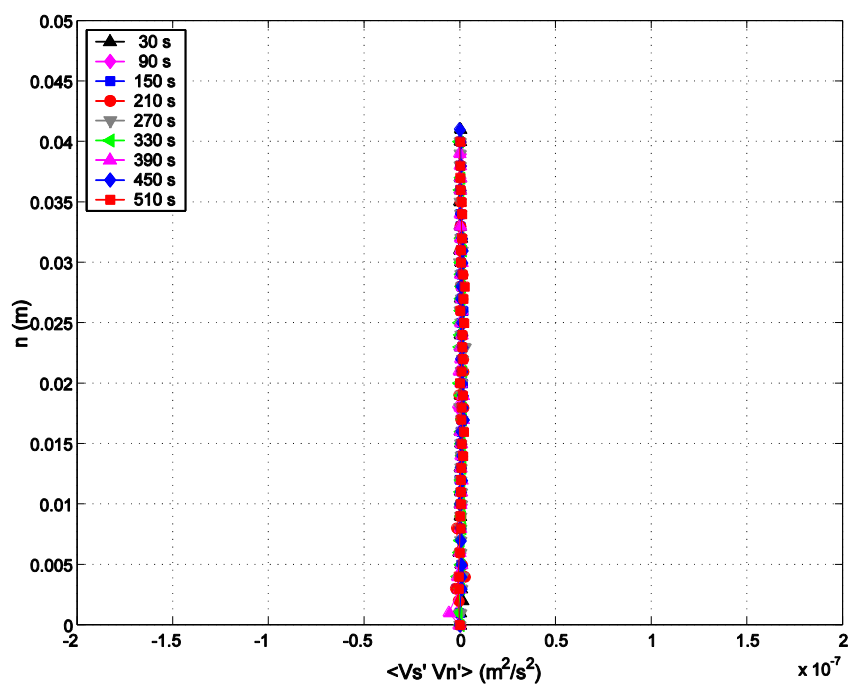


Grafico 3.1.2.32 - Profili della covarianza delle due componenti della velocità, presa al centro del pendio, nel caso 2 ( $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ).

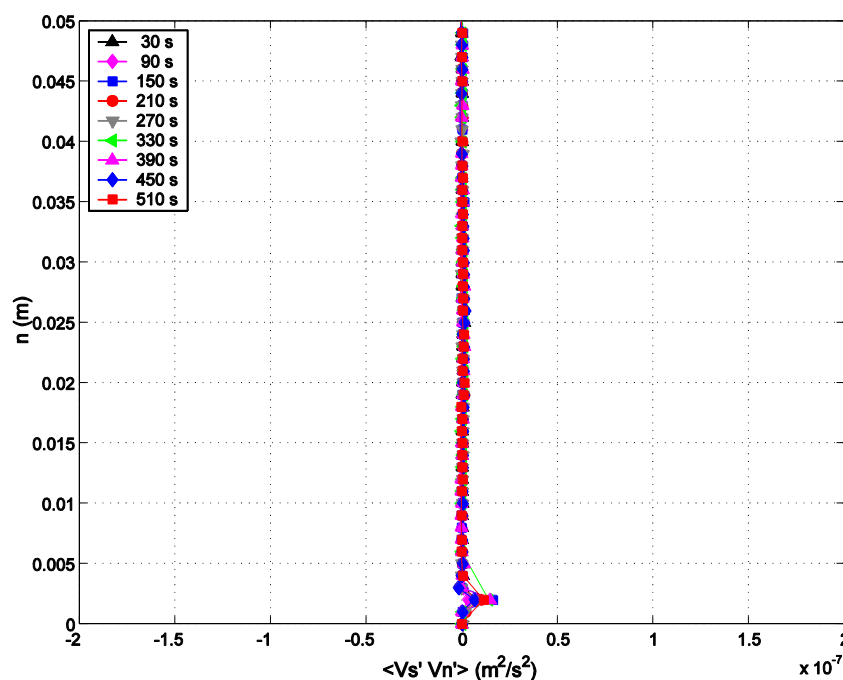


Grafico 3.1.2.33 - Profili della covarianza delle due componenti della velocità, presa al centro del pendio, nel caso 5 ( $\Gamma=150 \text{ K m}^{-1}$ ).

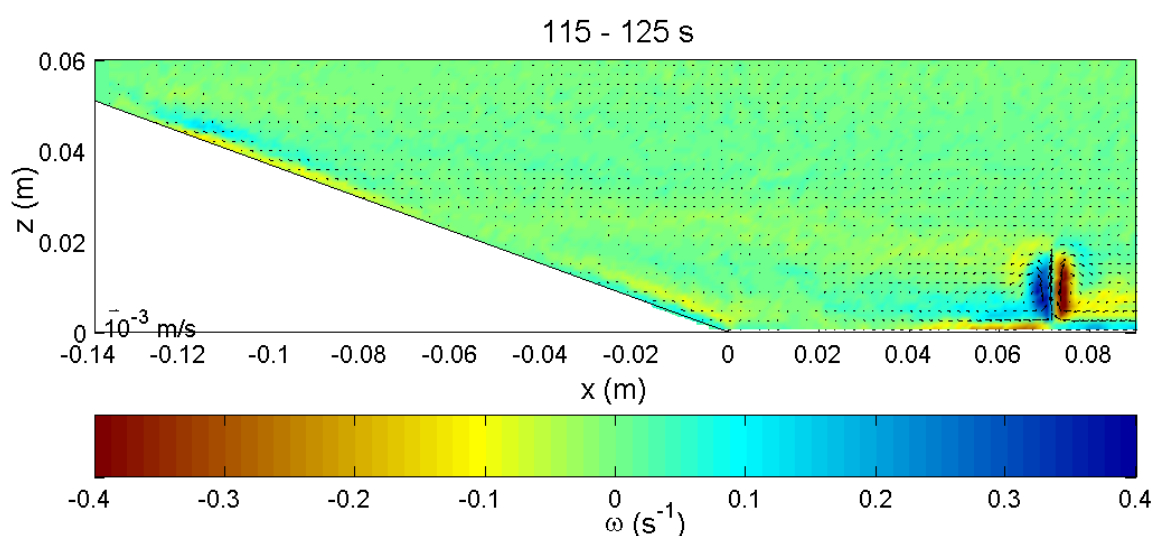
I profili della varianza della componente tangenziale della velocità presentano valori abbastanza lontani dallo zero soltanto in punti molto vicini al pendio, fino ad una distanza di 4-5 mm nei casi 6 e 2 (Grafici 3.1.2.25 e 3.1.2.26), che arriva anche a 10 mm nel caso 5 (Grafico 3.1.2.27). La varianza della componente normale della velocità ha anch'essa valori non trascurabili soltanto in prossimità del pendio, ma tali valori sono di circa un ordine di grandezza più piccoli di quelli della varianza della componente tangenziale (Grafici 3.1.2.28, 3.1.2.29 e 3.1.2.30). Nel caso 6, dove il gradiente è  $50 \text{ K m}^{-1}$ , si ha per ciascuna delle componenti di velocità un profilo molto irregolare; per la componente tangenziale l'irregolarità è evidente soprattutto nel tratto adiacente al pendio (Grafico 3.1.2.25), mentre per la componente normale essa caratterizza tutta l'estensione del profilo (Grafico 3.1.2.28). Nel caso 6 si manifesta una forte irregolarità anche nel profilo della covarianza delle componenti della velocità; si può però osservare che la covarianza tende ad assumere valori negativi nel tratto di 10 mm più vicino al fondo e ad oscillare intorno allo zero al di sopra di questa zona (Grafico 3.1.2.31). Un andamento anch'esso abbastanza irregolare si riscontra nel caso 2, dove c'è ancora la tendenza della covarianza ad assumere valori negativi nella zona più vicina alla superficie del pendio; per distanze superiori a 10 mm la covarianza assume valori mediamente positivi di piccola entità (Grafico 3.1.2.32). Per quanto riguarda il caso 5 si osserva un andamento sostanzialmente diverso dagli altri due casi, perché al di sopra dei 5 mm il profilo ha un tratto pressoché uniformemente nullo, mentre il tratto inferiore è caratterizzato da valori positivi, con un picco posizionato ad una distanza di 3 mm dalla superficie del pendio (Grafico 3.1.2.33).



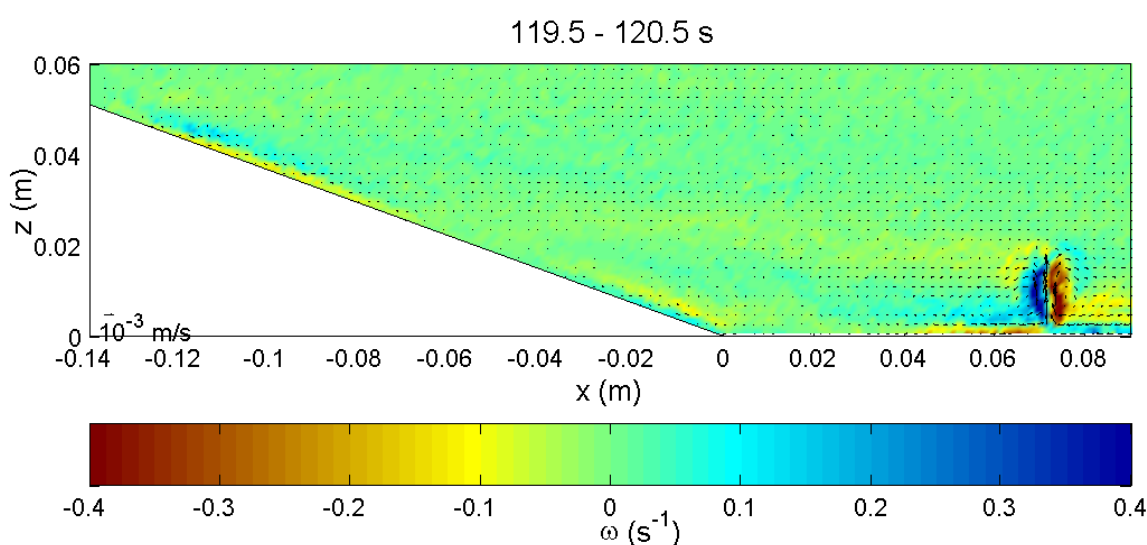
### 3.1.3 Caso 3. Corrente anabatica con isola di calore

Qui verranno presentati i risultati del caso 3, nel quale è stato imposto lo stesso valore del flusso di calore fornito dalla superficie dei pendii nei casi 1 e 4 ed un gradiente di stratificazione  $100 \text{ K m}^{-1}$ . Nella parte iniziale della prova è stata azionata l'isola di calore con un flusso di calore di  $0.6 \text{ kW m}^{-2}$ ; dopo 130 s si è dato inizio al riscaldamento del pendio, dando luogo ad una corrente anabatica, che va ad interagire con l'isola di calore urbana.

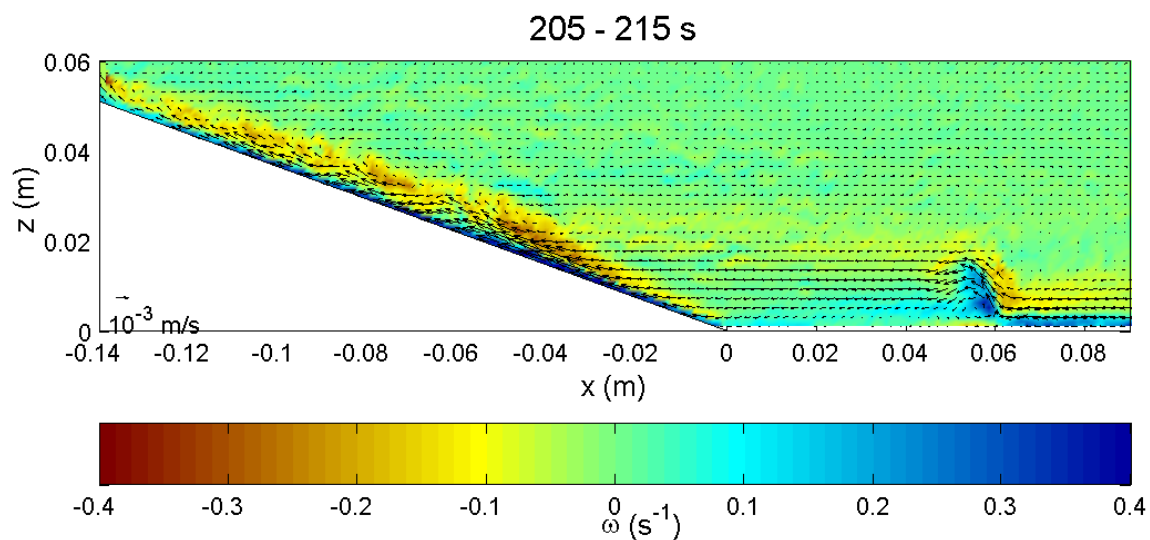
#### 3.1.3.1. Evoluzione del campo di velocità



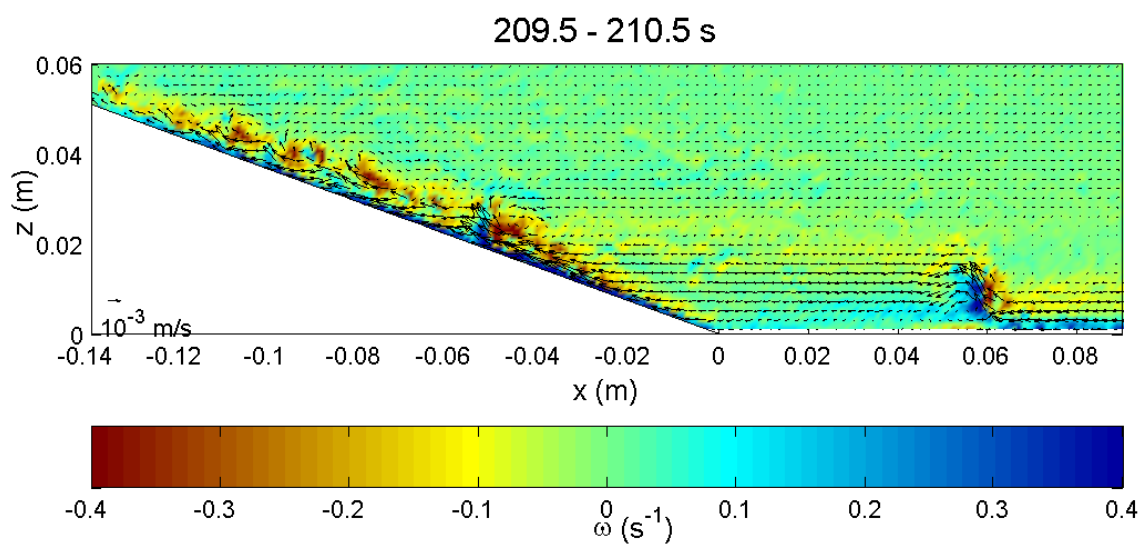
Mappa 3.1.3.1 - Campo fluidodinamico al tempo  $t=120 \text{ s}$ , (caso 3,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ , media su 10 s).



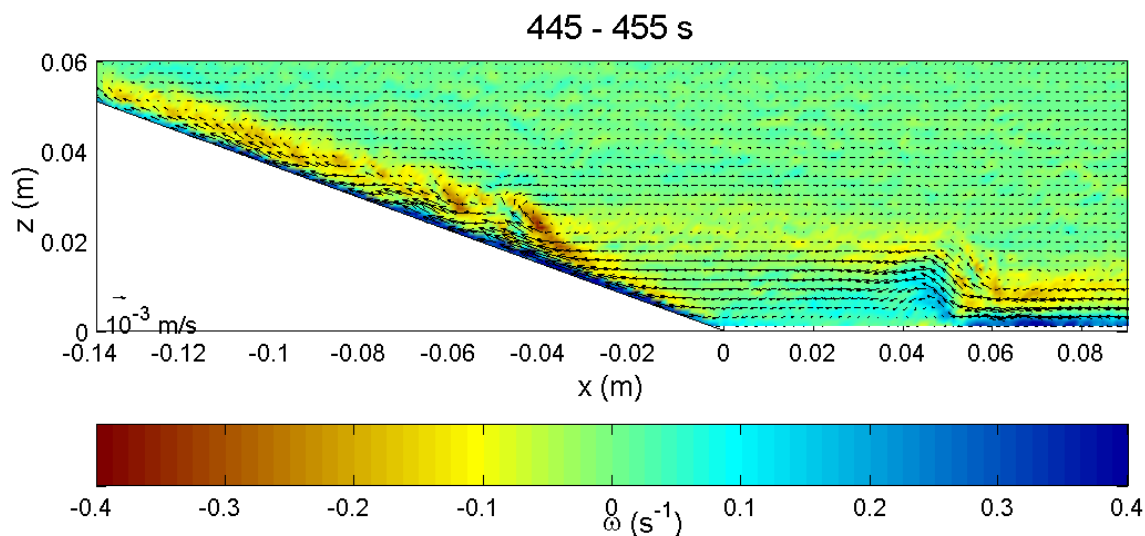
Mappa 3.1.3.2 - Campo fluidodinamico al tempo  $t=120 \text{ s}$  (caso 3,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ , media su 1 s).



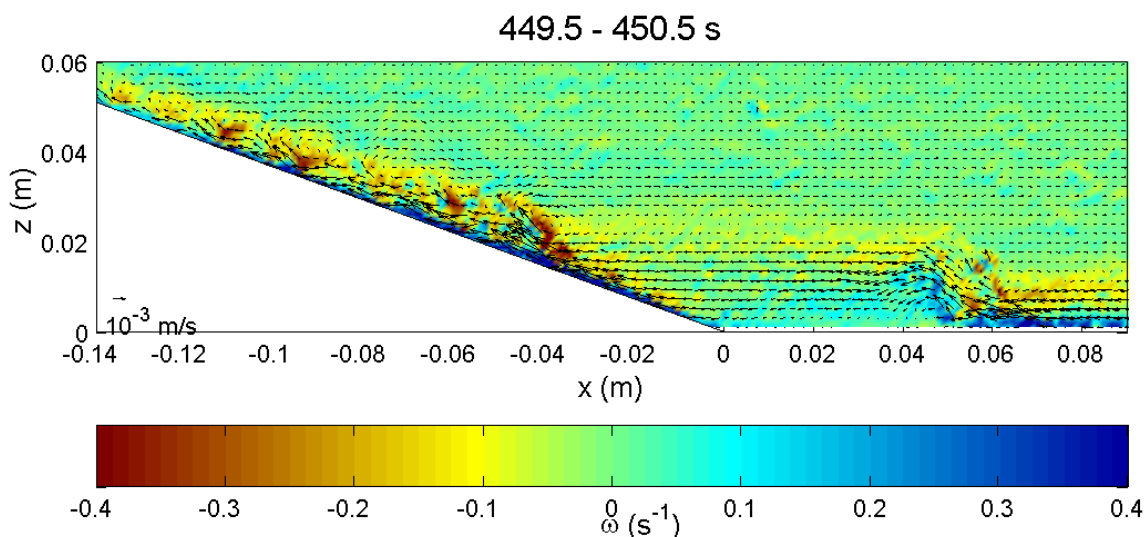
Mappa 3.1.3.3 - Campo fluidodinamico al tempo  $t=210 \text{ s}$  (caso 3,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ , media su 10 s).



Mappa 3.1.3.4 - Campo fluidodinamico al tempo  $t=210 \text{ s}$  (caso 3,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ , media su 1 s).



Mappe 3.1.3.5 - Campo fluidodinamico al tempo  $t=450$  s (caso 3,  $\Gamma=100$  K m<sup>-1</sup>, media su 10 s).

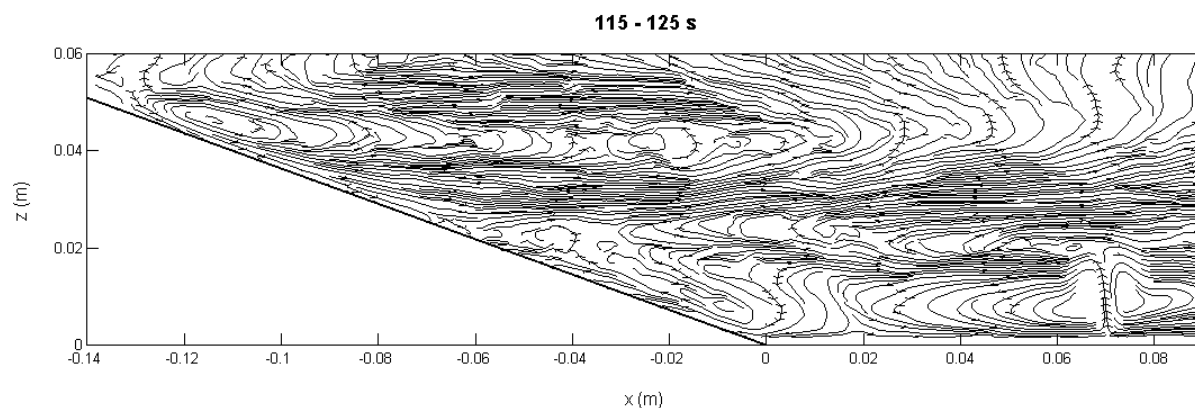


Mappe 3.1.3.6 - Campo fluidodinamico al tempo  $t=450$  s (caso 3,  $\Gamma=100$  K m<sup>-1</sup>, media su 1 s).

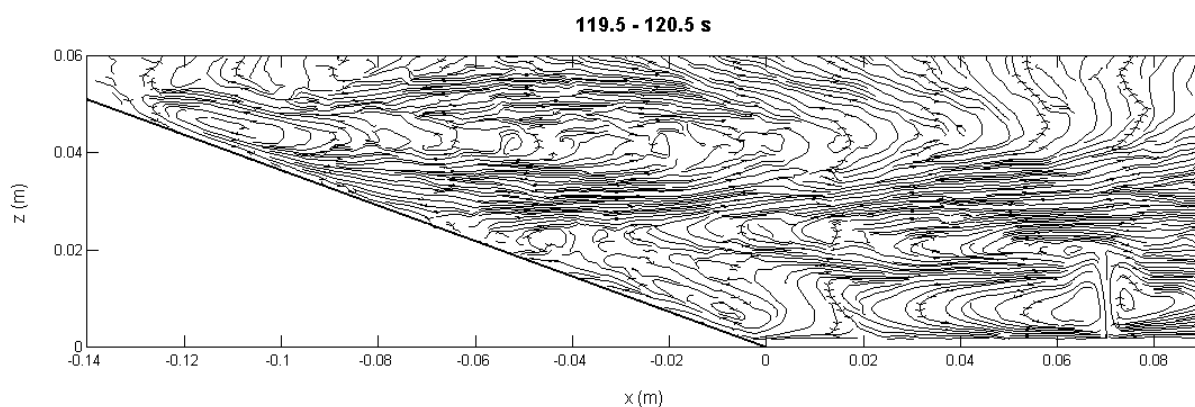
In questo caso la prima fase dell'acquisizione avviene con il riscaldamento dell'isola di calore e del fondo, poi viene attivato anche lo scambio termico sui pendii. E' visibile infatti nelle prime immagini il pennacchio dell'isola di calore senza la sovrapposizione di altri movimenti; successivamente ha inizio la corrente anabatica, che innesca una circolazione che deforma il pennacchio. Questo viene traslato dalla posizione che assume quando è indisturbato (Mappe 3.1.3.1) e subisce un'inclinazione, quindi esso perde la sua struttura iniziale e gli effetti del riscaldamento dovuto all'isola di calore si manifestano solamente con la permanenza di una zona di ricircolo, localizzata circa 25 mm alla sinistra del punto centrale dell'isola di calore dopo 320 s dall'inizio del riscaldamento del pendio, cioè a 450 s dall'inizio del riscaldamento dell'isola di calore, qui identificato con il tempo  $t=0$  (Mappe 3.1.3.3 e 3.1.3.5). Nel punto di incontro con la zona di ricircolo la corrente orizzontale subisce una leggera deviazione verso l'alto e poi riprende il percorso verso il pendio, lungo il quale

avviene la risalita dell'acqua (Mappe 3.1.3.9 e 3.1.3.10). Le caratteristiche generali della circolazione sono del tutto simili a quelle dei casi 1 e 4, comprese la formazione di vortici in movimento sul pendio e la presenza della corrente di ritorno (Mappe da 3.1.3.7 a 3.1.3.12).

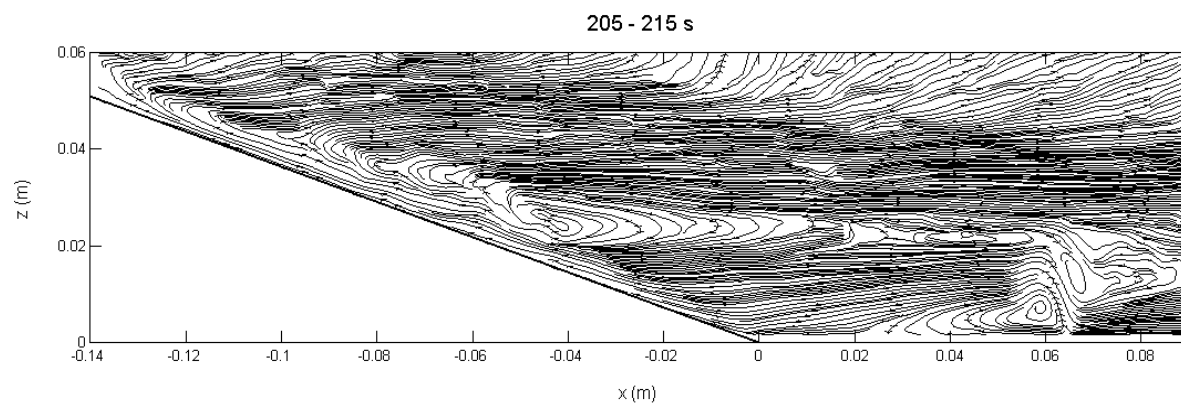
Qui di seguito ci sono le rappresentazioni dei campi di velocità dei due casi esaminati con le linee di corrente ai tempi  $t=120$  s,  $t=210$  s e  $t=450$  s:



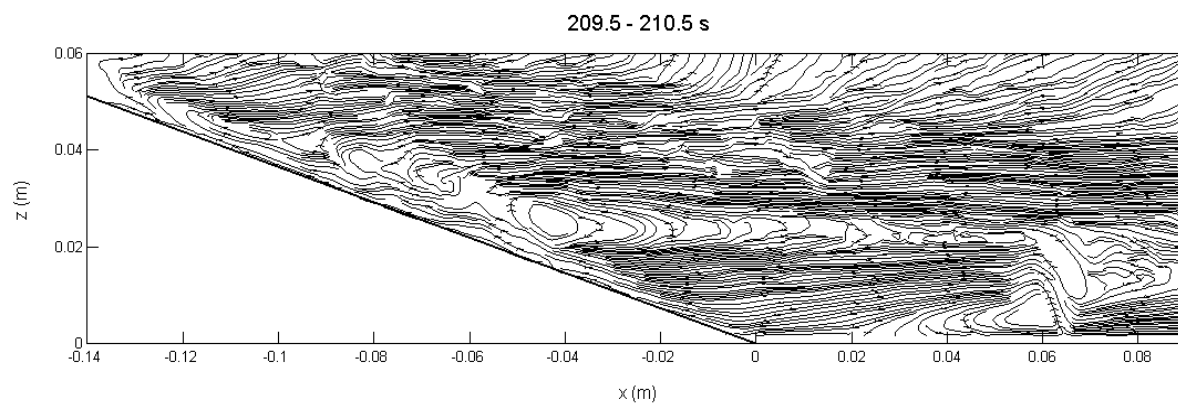
Mappa 3.1.3.7 - Linee di corrente al tempo  $t=120$  s del caso 3 ( $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ), campo mediato su 10 s.



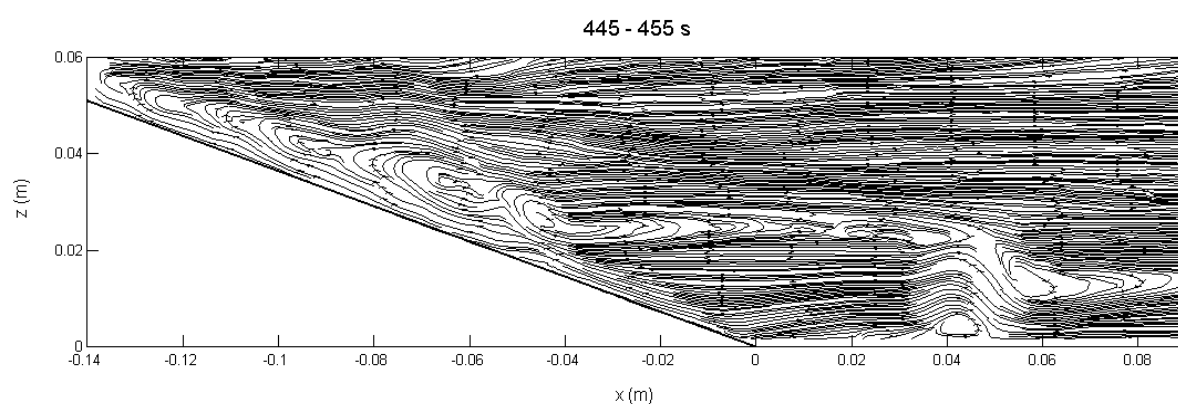
Mappa 3.1.3.8 - Linee di corrente al tempo  $t=120$  s del caso 3 ( $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ), campo mediato su 1 s.



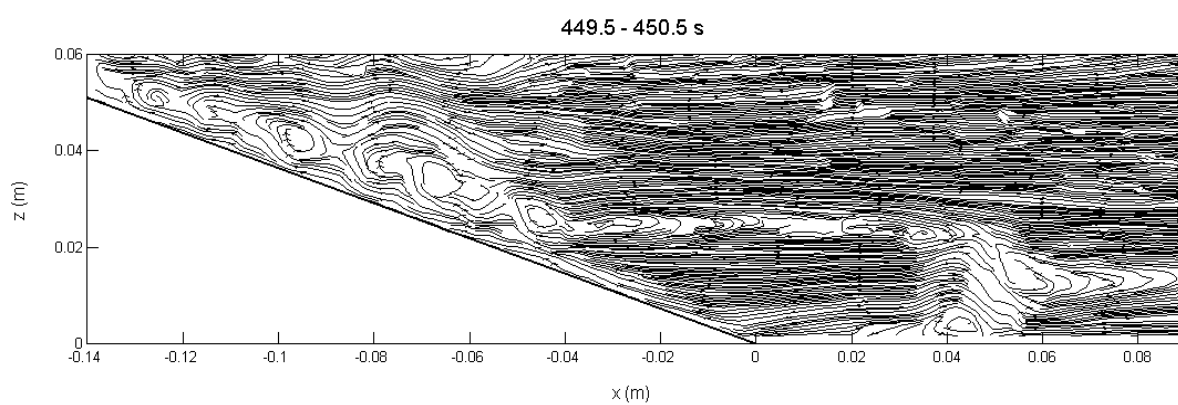
Mappa 3.1.3.9 - Linee di corrente al tempo  $t=210$  s del caso 3 ( $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ), campo mediato su 10 s.



Mappa 3.1.3.10 - Linee di corrente al tempo  $t=210$  s del caso 3 ( $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ), campo mediato su 1 s.



Mappa 3.1.3.11 - Linee di corrente al tempo  $t=450$  s del caso 3 ( $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ), campo mediato su 10 s.



Mappa 3.1.3.12 - Linee di corrente al tempo  $t=450$  s del caso 3 ( $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ), campo mediato su 1 s.

### 3.1.3.2. Profili di temperatura

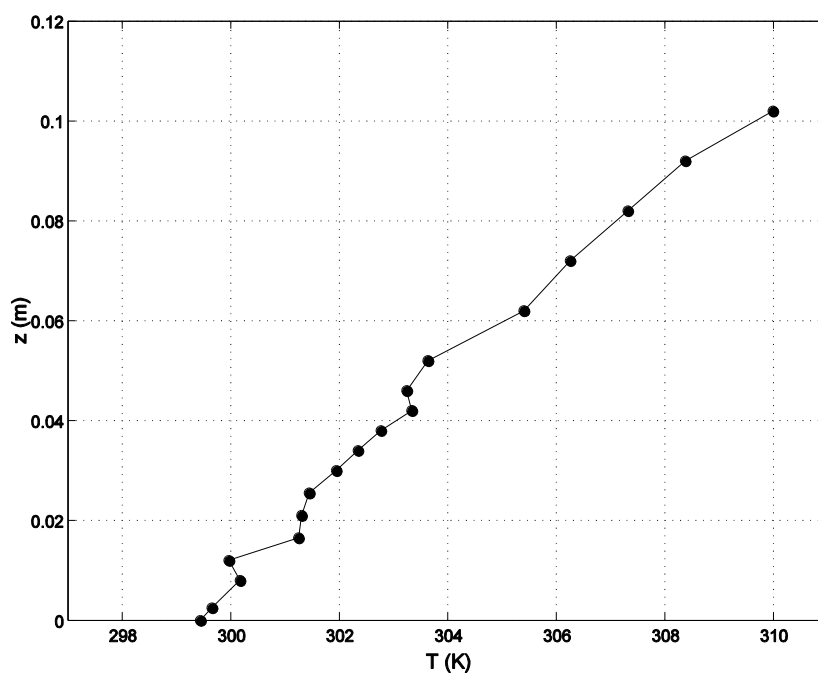


Grafico 3.1.3.1 - Stratificazione termica iniziale (caso 3,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ).

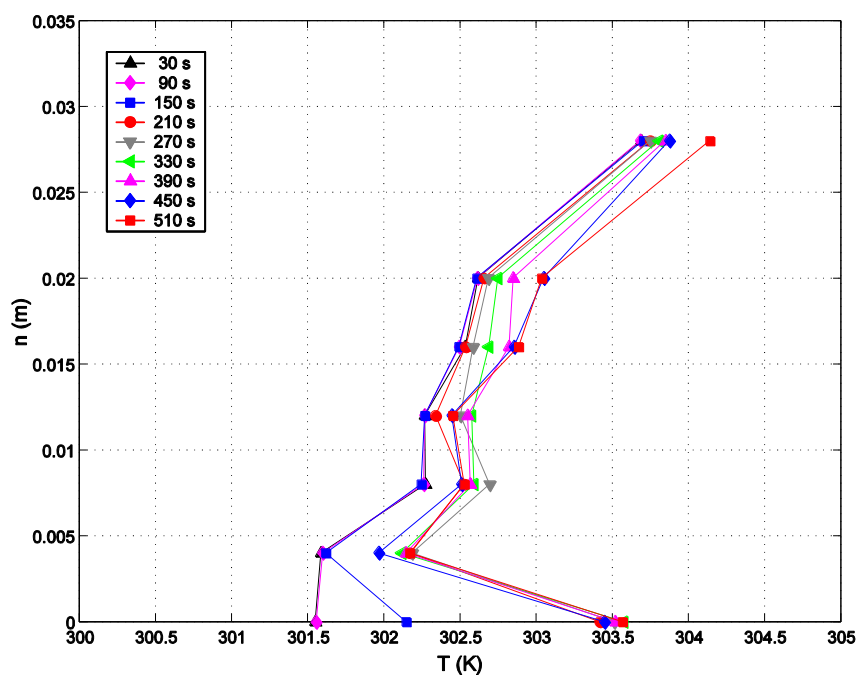
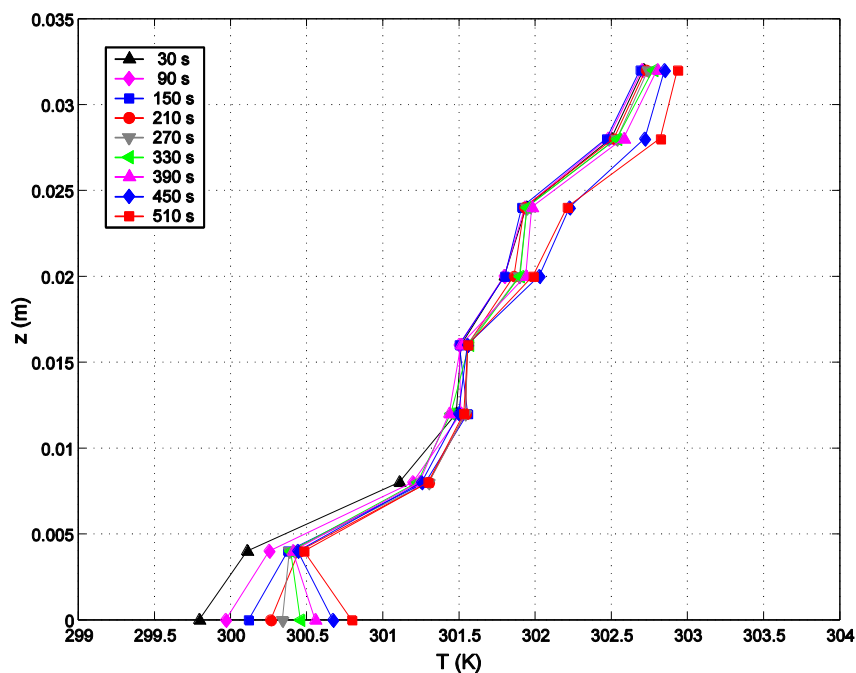
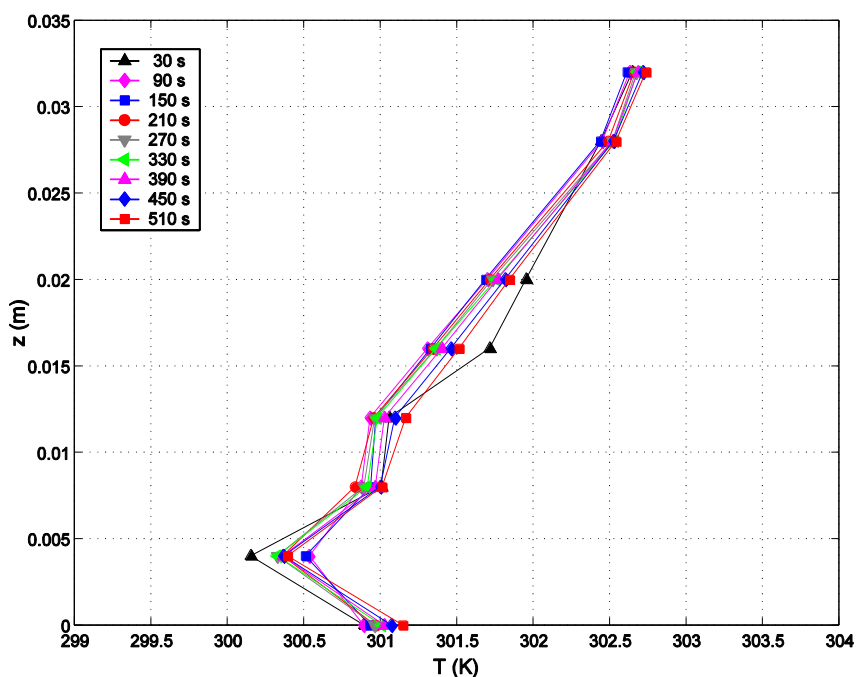


Grafico 3.1.3.2 - Centro del pendio, profilo C (caso 3,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ).


 Grafico 3.1.3.3 - Base del pendio, profilo B (caso 3,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ).

 Grafico 3.1.3.4 - Centro della valle, profilo A (caso 3,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ).

Sul pendio il profilo di temperatura rimane inalterato fino ai 120 s, quindi presenta un brusco innalzamento (di circa 0.6 K dopo i 150 s e di circa 2 K alla fine dell'acquisizione) che interessa la zona più vicina al fondo (Grafico 3.1.3.2), fino ad una distanza da esso di circa 5 mm. Alla base del pendio la temperatura in prossimità del fondo ha una crescita graduale a partire dall'inizio dell'acquisizione, che si verifica principalmente in uno strato di 5 mm circa (Grafico 3.1.3.3). La massima crescita di temperatura sul fondo si ha alla fine dell'acquisizione ed arriva ad 1 K circa. Nella valle, al centro dell'isola di calore, la

temperatura ha una crescita immediata in prossimità del fondo (con massimo di 1.7 K), con effetti che si mantengono rilevanti fino ad un'altezza di circa 5 mm. In questa zona il profilo della temperatura manifesta un tratto instabile fino a 4 mm dal fondo (Grafico 3.1.3.4). Per tutti e tre i profili si osserva un riscaldamento pressoché uniforme con la quota al di sopra dello strato nel quale l'influenza dello scambio termico con il fondo risulta più evidente. Tale aumento di temperatura è molto lento e decresce leggermente di entità con l'aumentare della quota; esso rimane sempre piuttosto debole e nella parte finale della prova è misurato mediamente intorno a 0.4 K. Ciò è analogo a quanto accade nei precedenti casi 1 e 4 (Grafici 3.1.1.3 - 3.1.1.5).

Dal confronto dei profili di temperatura di questo caso 3 con quelli relativi agli altri casi diurni, cioè i casi 1 e 4, si osservano differenze molto forti soltanto nella valle, cioè nella posizione iniziale del centro dell'isola di calore. Nel caso 3 l'isola di calore urbana rilascia nella regione del profilo A un flusso di calore maggiore di quello dovuto al semplice riscaldamento diurno; ciò è evidente dalla velocità della crescita della temperatura nella fase iniziale della prova, dopo la quale la temperatura continua a crescere, sia pur più lentamente, mostrando che gli effetti del riscaldamento locale non vengono cancellati per l'azione della corrente anabatica. Alla base del pendio la distanza entro la quale si esaurisce quasi completamente l'influenza del riscaldamento del fondo, nel caso in cui è attiva l'isola di calore urbana, è minore di quella osservata nel caso 1, nel quale il gradiente di stratificazione è lo stesso, ed è pressoché uguale a quella rilevata nel caso 4, dove il gradiente è maggiore. Per quanto riguarda invece i profili relativi al centro del pendio, non ci sono differenze sostanziali nei tre casi, se non quelle direttamente legate ai gradienti di stratificazione.



### 3.1.3.3. Profili di velocità

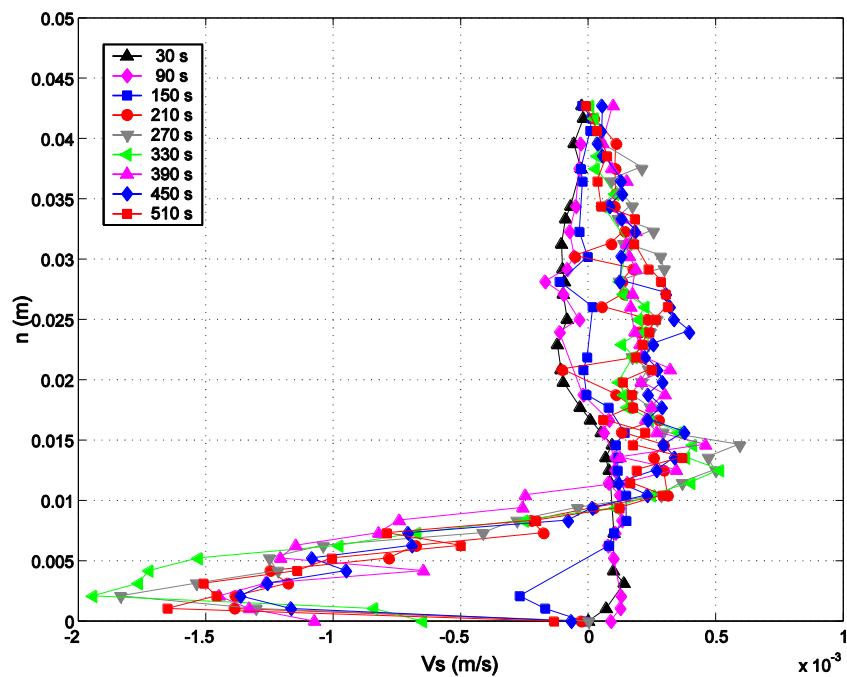


Grafico 3.1.3.5 - Centro del pendio, profilo C (caso 3,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ).

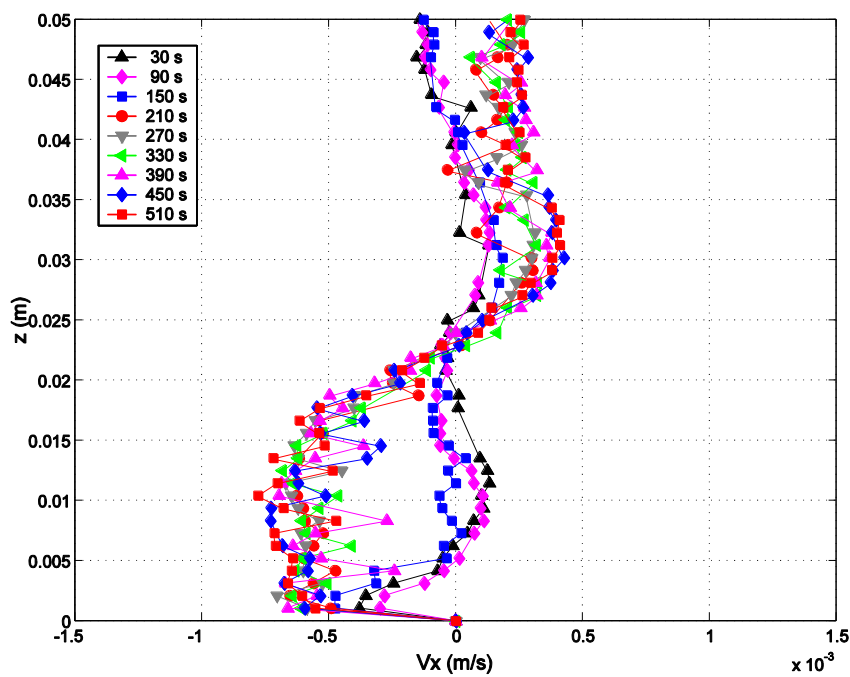
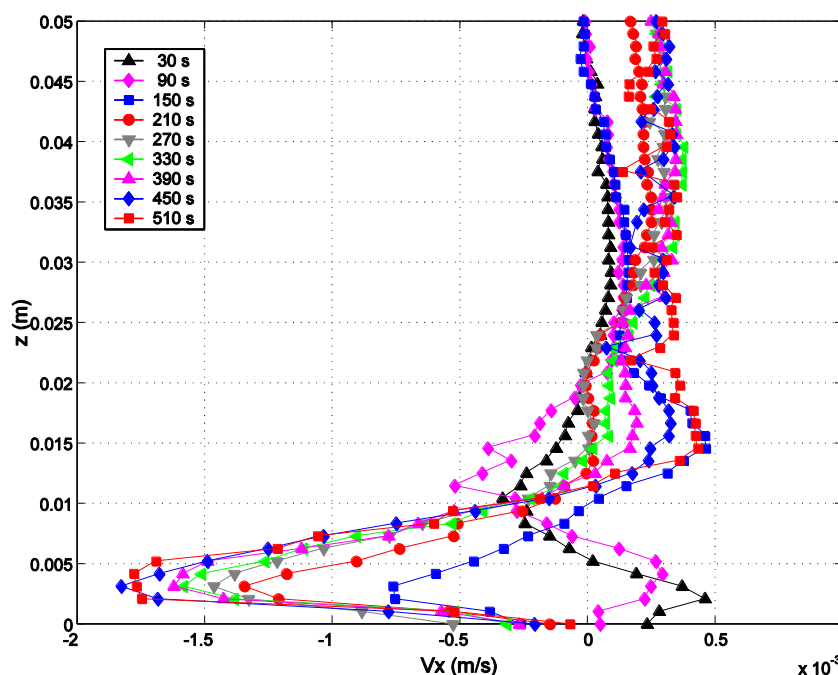
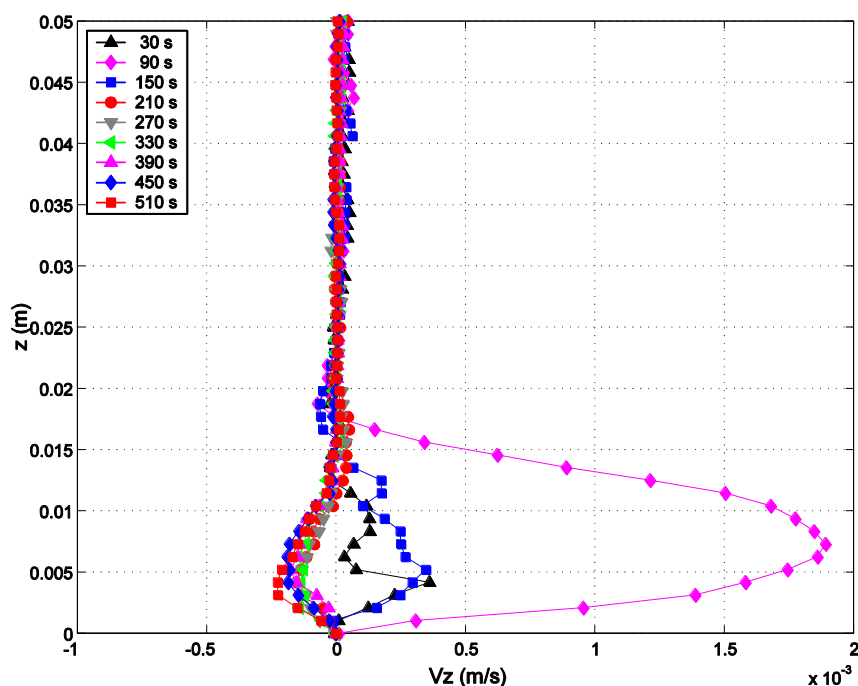


Grafico 3.1.3.6 - Base del pendio, profilo B (caso 3,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ).

Grafico 3.1.3.7 - Centro della valle, profilo A (caso 3,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ).Grafico 3.1.3.8 - Centro della valle, profilo A (caso 3,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ).

Sul profilo C c'è quiete fino ai 130 s, tempo in cui inizia a formarsi la corrente anabatica, la cui velocità nelle vicinanze del pendio aumenta poi rapidamente fino ai 210 s e molto più lentamente fino ai 450 s, quando raggiunge un valore massimo di poco inferiore ai 2 mm/s (Grafico 3.1.3.5); successivamente tale velocità presenta una leggera diminuzione fino alla fine dell'acquisizione. Lo spessore di questa corrente anabatica dai 210 s in poi si mantiene stabilmente prossimo ad 11 mm. Il profilo B (Grafico 3.1.3.6) presenta una situazione di quiete fino ai 150 s, poi mostra un rapido aumento della velocità la cui distribuzione lungo la

verticale rimane pressoché stabile dopo i 210 s. Essa è caratterizzata da questo istante in poi da un tratto approssimativamente uniforme compreso tra il fondo e la quota di 15 mm circa, con un valore massimo di 0.7 mm/s. Sopra i 15 mm, fino ai 30 mm, si può osservare una diminuzione pressoché lineare della velocità orizzontale, che cambia segno intorno a quota 24 mm, arrivando ad un valore di 0.5 mm/s in verso opposto nel tratto in cui viene rilevata la corrente di ritorno. Sul profilo A la componente orizzontale della velocità è caratterizzata nei primi 120 s da valori vicinissimi allo 0, poiché è misurata al centro del pennacchio generato dall'isola di calore (Grafico 3.1.3.7). La componente verticale parte invece da una situazione in cui iniziano a formarsi le prime strutture di circolazione dell'isola di calore, che risulta già completamente sviluppata intorno ai 90 s, come è mostrato dal relativo profilo (Grafico 3.1.3.8). Alla fase iniziale della corrente anabatica (130 s) corrisponde un profilo della componente orizzontale della velocità caratterizzato dalla presenza di una corrente diretta verso il pendio tra il fondo e la quota 8 mm e di una corrente diretta in verso opposto, tra le quote 8 mm e 20 mm; queste caratteristiche della forma del profilo sono dovute allo spostamento del pennacchio verso il pendio, in una fase in cui questo sta perdendo la sua struttura d'origine. A tale spostamento è legato anche il rapido abbassamento della velocità verticale che si osserva nello stesso intervallo di tempo. Superati i 180 s il profilo della velocità orizzontale è simile a quello che si osserva lungo il pendio, e denota la presenza di una corrente la cui velocità aumenta progressivamente, fino a raggiungere, dopo i 510 s, un valore massimo di entità pari a quella osservata sul pendio (2 mm/s). Lo spessore di questa corrente oscilla lentamente arrivando a 10 mm. Il profilo della componente verticale della velocità indica che, nel tratto immediatamente a monte della zona di ricircolo, la corrente che scorre nella valle procede in direzione obliqua verso il fondo prima di deviare verso l'alto. Ciò si deduce dai valori bassi ma di segno negativo che la componente assume nei 10 mm del profilo più vicini al fondo. La corrente di ritorno ha una notevole estensione in altezza al di sopra della pianura, mantenendo uno spessore di circa 35 mm sopra il pendio, con una velocità che presenta valori massimi solitamente compresi tra 0.4 mm/s e 0.5 mm/s. Tali velocità massime si trovano ad una distanza di circa 15 mm dal pendio (profilo C) e di circa 30 mm dal fondo alla base di esso (profilo B).

La circolazione generale ha caratteristiche del tutto analoghe a quelle descritte per i casi di correnti anabatiche in assenza di isola di calore (paragrafo 3.1.1), in particolare a quelle del caso 1 nel quale il gradiente è lo stesso. La presenza dell'isola di calore comporta delle alterazioni della circolazione apprezzabili localmente. In prossimità della zona di ricircolo formatasi in luogo del pennacchio la corrente ha un tratto obliquo ascendente, a valle del quale essa riprende dopo una breve distanza la sua direzione orizzontale. A partire da quella zona si riscontra, all'interno della corrente, un mescolamento maggiore di quello che caratterizza il caso 1; ciò è visibile nel profilo B (Grafico 3.1.3.6), dove il grafico della velocità ha, nei 15 mm più bassi, un andamento che si avvicina a quello proprio di una corrente turbolenta più che a quello del profilo analogo visto nel caso 1. Nel caso studiato il flusso dell'isola di calore è sufficientemente forte da dare origine ad una struttura che continua a sussistere nonostante l'azione della corrente anabatica (Yoshikado, 1992; Monti &

Cenedese, 2003).

#### 3.1.3.4. Spessore e velocità massima della corrente anabatica lungo il pendio

I profili dello spessore della corrente lungo il pendio sono stati costruiti e rappresentati adottando gli stessi criteri seguiti nei casi in cui è stata analizzata la corrente anabatica (sottoparagrafo 3.1.1.4). Tali profili sono riferiti anche in questi casi alla fase finale del filmato, precisamente alle velocità mediate su un intervallo centrato al tempo di 540 s.

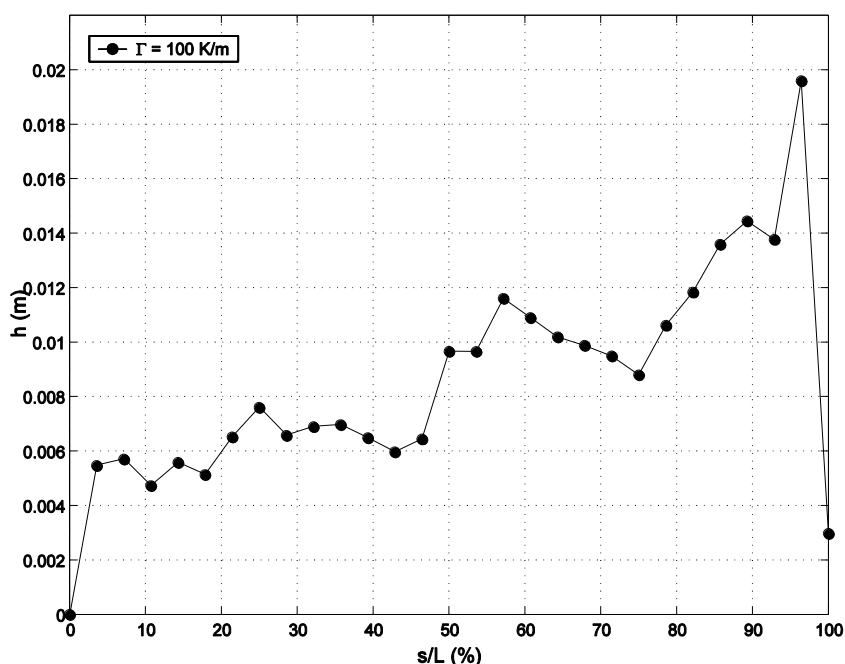


Grafico 3.1.3.9 - Spessore della corrente anabatica lungo il pendio al tempo  $t=540$  s.

L'andamento dello spessore ha una forma piuttosto ondulata ed irregolare, ma risulta mediamente crescente fino alla base del pendio (Grafico 3.1.3.9), diversamente da quanto si osserva nei casi in cui non è presente l'isola di calore, cioè nei casi 1 e 4, dove nel tratto finale c'è un brusco aumento dello spessore (Grafico 3.1.1.15).

Anche per il caso di corrente anabatica con isola di calore è stato registrato ogni 10 secondi lo spessore raggiunto dalla corrente in corrispondenza del centro del pendio. Le medie delle velocità usate per il calcolo dello spessore sono state fatte su intervalli consecutivi di 10 s.

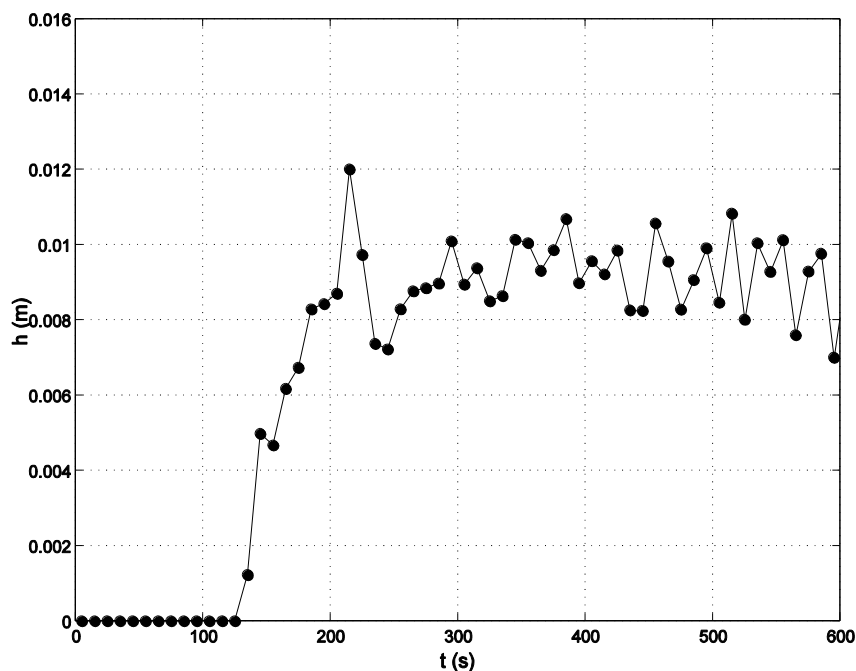


Grafico 3.1.3.10 - Evoluzione nel tempo dello spessore della corrente anabatica al centro del pendio.

In questo caso lo spessore della corrente cresce rapidamente tra i 130 s (l'accensione del riscaldamento del pendio) e i 200 s circa ed oscilla poi intorno ad un valore medio costante per tutta la restante durata della prova (Grafico 3.1.3.10). In questo caso si nota una maggiore ampiezza delle oscillazioni dello spessore rispetto ai casi 1 e 4; il valore medio dello spessore è molto vicino a quello osservato nel caso 1 (Grafico 3.1.1.15).

Nel grafico che segue sono riportati gli andamenti delle componenti tangenziali massime della velocità nel caso 3. I profili sui quali sono stati valutati tali valori massimi sono gli stessi sui quali sono stati valutati gli spessori, e sono anch'essi riferiti al medesimo intervallo di mediazione.

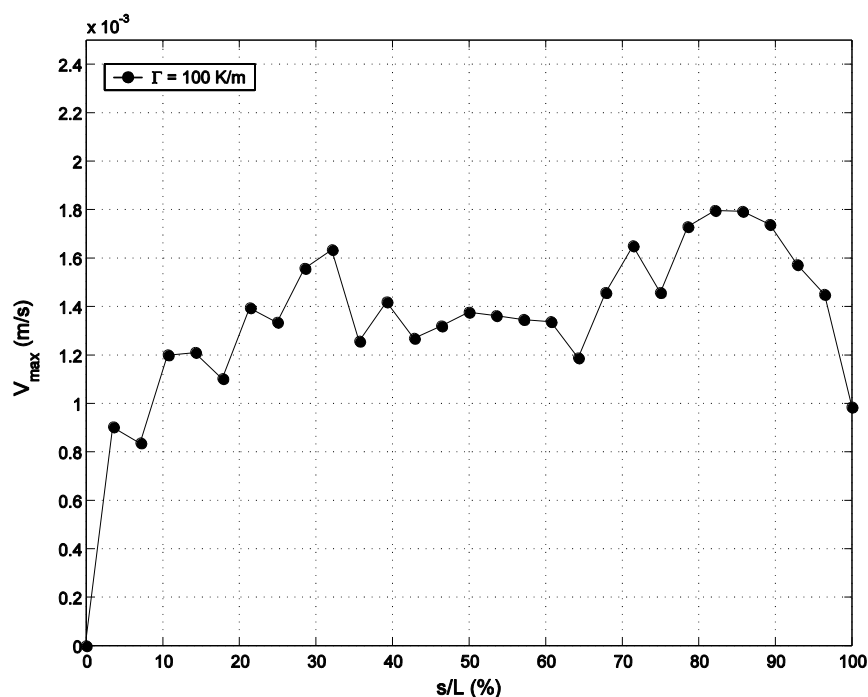


Grafico 3.1.3.11 - Velocità massima della corrente anabatica lungo il pendio al tempo  $t=540$  s.

La velocità tangenziale massima manifesta una tendenza a crescere procedendo lungo il pendio dalla cima alla base; si osserva ciò fino ad un valore dell'ascissa curvilinea  $s$  di circa l'85 % della lunghezza totale  $L$  del pendio, analogamente a quanto si vede nei casi 1 e 4 (Grafico 3.1.1.17). Si notano valori di velocità massima più bassi di quelli riscontrati nel caso 1.

### 3.1.3.5. *Profili delle covarianze della velocità*

Qui di seguito sono riportati i profili delle varianze e delle covarianze delle componenti tangenziali e normali della velocità (essi sono stati ottenuti come viene descritto nel sottoparagrafo 3.1.2.5, cioè sugli stessi campioni usati per le medie spaziali e temporali). I grafici presentati sono tutti riferiti ad una retta passante per il centro del pendio ed ortogonale ad esso, cioè al profilo C.

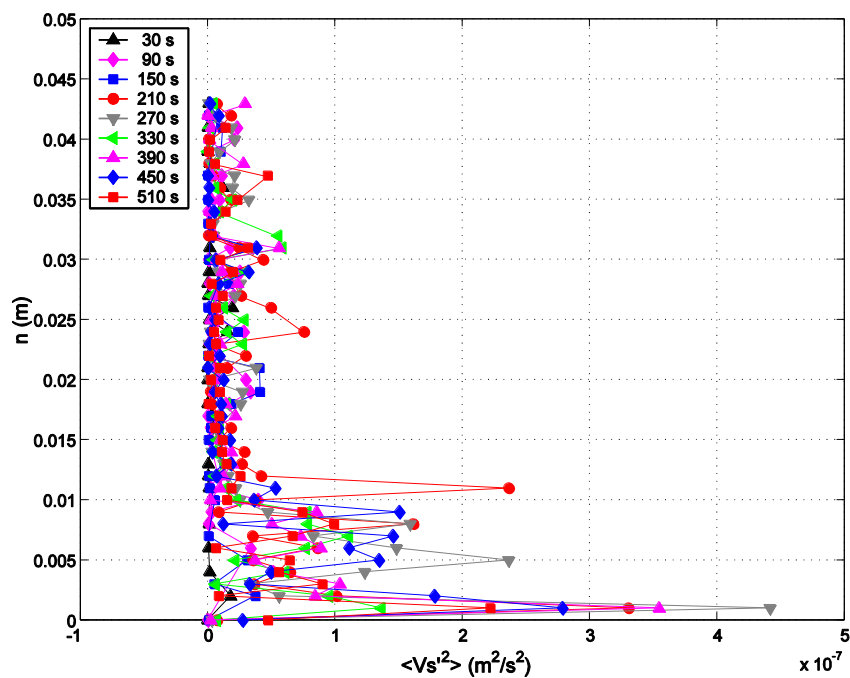


Grafico 3.1.3.12 - Profili della varianza della componente tangenziale della velocità, presa al centro del pendio, nel caso 3 ( $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ).

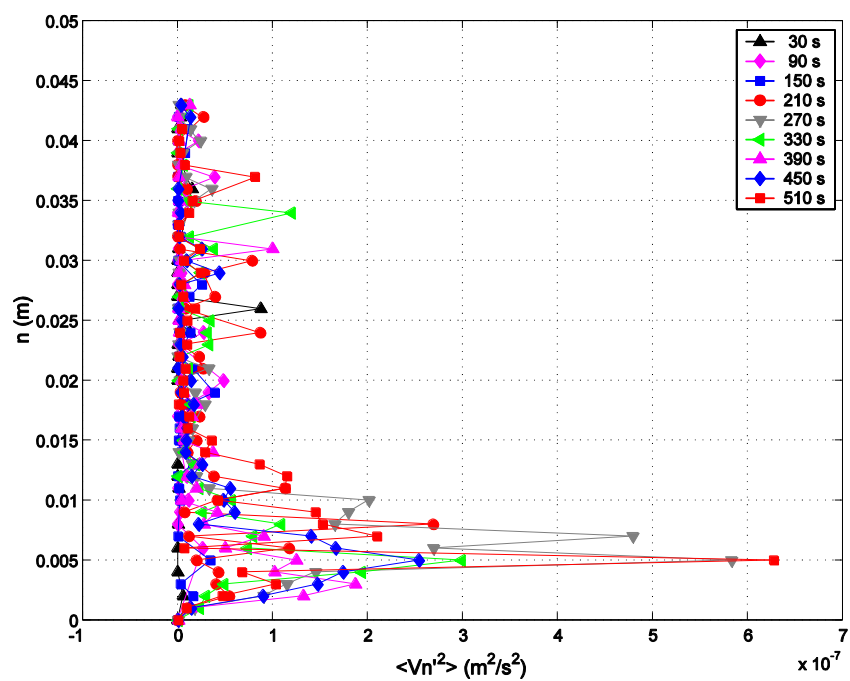


Grafico 3.1.3.13 - Profili della varianza della componente normale della velocità, presa al centro del pendio, nel caso 3 ( $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ).

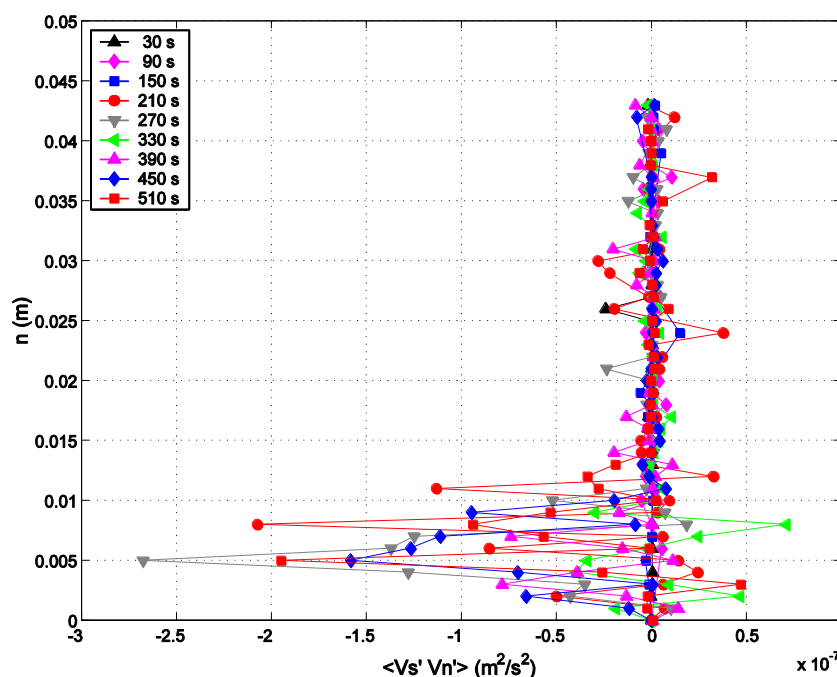


Grafico 3.1.3.14 - Profili della covarianza delle due componenti della velocità, presa al centro del pendio, nel caso 3 ( $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ).

I profili della varianza della componente tangenziale della velocità presentano nel caso 3 forti oscillazioni, nelle quali vengono raggiunti valori abbastanza lontani dallo zero soltanto fino ad una distanza di circa 15 mm dal pendio (Grafico 3.1.3.12). Le distanze alle quali si addensano i valori massimi nel caso 3 sono sostanzialmente due: esse si trovano intorno ai 3-4 mm per alcuni intervalli di tempo ed intorno agli 8-9 mm per altri intervalli, ma come nel caso 1 (sottoparagrafo 3.1.1.5) l'andamento con due massimi relativi a quote diverse non si manifesta in tutti gli intervalli di tempo (vi sono intervalli in cui si vede solo l'uno o solo l'altro massimo). La varianza della componente normale della velocità presenta un massimo a 6-7 mm dal pendio, tornando ad assumere valori trascurabili oltre una distanza di 15 mm da esso. I valori di essa sono dello stesso ordine di grandezza di quelli della varianza della componente tangenziale (Grafico 3.1.3.13). Nel profilo della covarianza delle componenti della velocità si può osservare che essa assume tendenzialmente valori negativi nel tratto di 15 mm più vicino al fondo, con molte oscillazioni che si attenuano oltre questa distanza, superata la quale esse divengono trascurabili. I valori di picco vanno a posizionarsi intorno ad una distanza di circa 5 mm dalla superficie del pendio (Grafico 3.1.3.14).



### 3.2. Seconda configurazione topografica: una valle tra due pendii

Nella tabella 3.2 sono riportati i parametri di alcune prove effettuate:

- sola corrente anabatica senza isola di calore,
- sola corrente catabatica senza isola di calore,
- interazioni di un'isola di calore con correnti anabatiche, con due differenti flussi di calore sui pendii,
- interazioni di un'isola di calore con correnti catabatiche, con tre differenti flussi di calore sui pendii,
- interazioni di un'isola di calore con correnti anabatiche, con un differente gradiente di stratificazione.

Esperimento	Descrizione	Misura temp.	T <sub>fondo</sub>	T <sub>superficie</sub>	Gradiente stratificaz.	Flusso calore pendii	$\Delta T$ riscald. fondo v.	Flusso calore isola
			(K)	(K)	(K m <sup>-1</sup> )	(kW m <sup>-2</sup> )	(K)	(kW m <sup>-2</sup> )
1	Anabatico	Sì	302.1	314.1	100	1.5	+ 4	0
2	Anabatico +UHI	Sì	301.9	314.0	100	1.5	+ 4	0.6
3	Catabatico	Sì	302.1	314.9	100	1.0	0	0
4	Catabatico +UHI	Sì	302.0	313.8	100	1.0	0	0.6
5	Catabatico +UHI	No	301.9	314.0	100	1.5	0	0.6
6	Anabatico +UHI	No	302.0	319.6	150	1.5	+ 5	0.6
7	Catabatico +UHI	Sì	302.2	314.2	100	2.3	0	0.6
8	Anabatico +UHI	Sì	302.2	314.2	100	2.4	+ 4	0.6

Tabella 3.2 - Parametri relativi alle 8 prove effettuate.

Le mappe di campo qui presentate sono state ricavate mediando i campi euleriani ricavati su intervalli di tempo di 10 s, centrati ai tempi  $t$  associati alle figure. I reticoli dei campi euleriani sono costruiti con maglie aventi circa 2 mm di lato. I profili di velocità sono stati costruiti come è stato descritto nel paragrafo 3.1, con un valore uguale del raggio dell'intorno e della durata dell'intervallo temporale di campionamento. In generale i profili di velocità e di temperatura sono riferiti ai profili A, B e C indicati nella Figura 3.2, dove sono indicati anche gli assi di riferimento in base ai quali vengono valutate le componenti della velocità sui profili stessi. In alcuni casi è stato deciso di determinare i profili di velocità in punti diversi da quelli dove sono stati ricavati quelli di temperatura; in questi casi vengono usati i nomi A', B', C' per i profili di riferimento della velocità, in modo tale da distinguerli da quelli della temperatura, che mantengono i nomi A, B, C, e le loro posizioni vengono indicate all'interno del relativo paragrafo. La stratificazione di temperatura iniziale dell'ambiente indisturbato è stata valutata lungo un profilo verticale, esterno alla valle e lontano dalle pareti della vasca; le misure sono avvenute prima degli istanti iniziali delle varie prove.

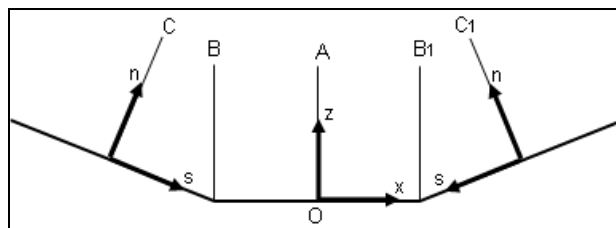
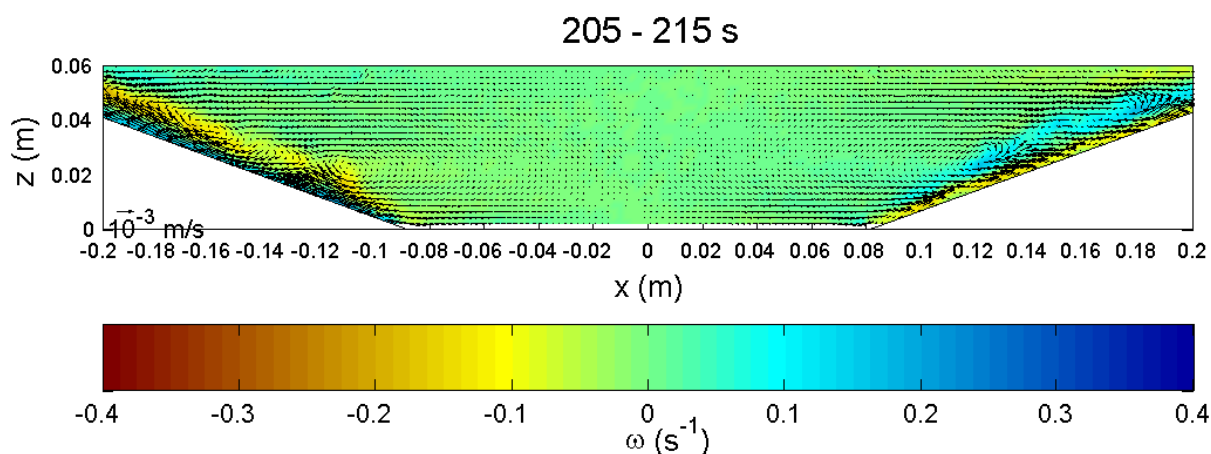
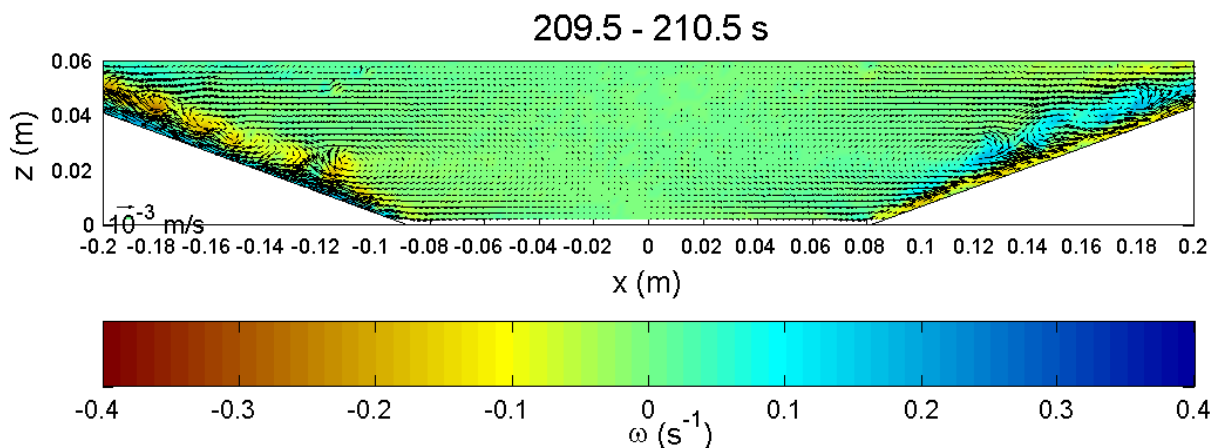


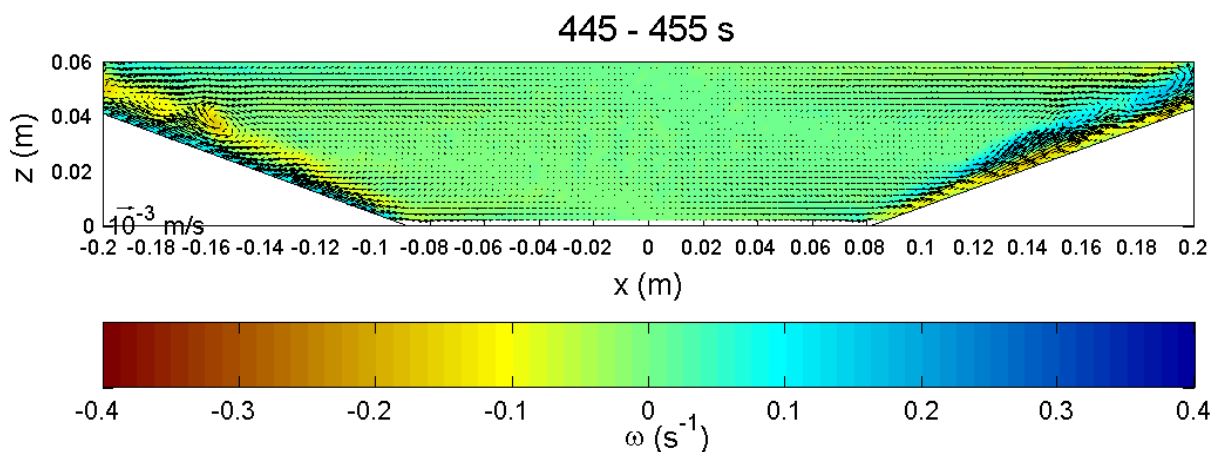
Figura 3.2 - Posizioni dei profili ed assi di riferimento delle componenti.

### 3.2.1 Caso 1. Correnti anabatiche senza isola di calore

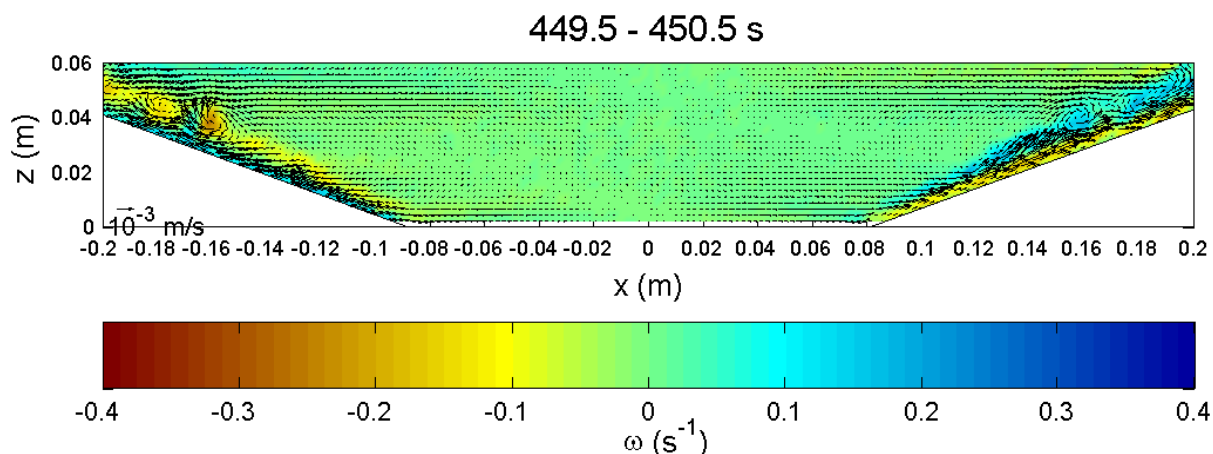
Qui di seguito saranno presentati i risultati ricavati per il caso 1 di questa seconda serie di prove, caso in cui le correnti anabatiche si formano in una valle simmetrica chiusa tra due pendii. Il riscaldamento dei pendii e del fondo della valle ha inizio al tempo  $t=0$  della prova.

#### 3.2.1.1. Evoluzione del campo di velocità

Mappa 3.2.1.1 - Campo fluidodinamico al tempo  $t=210$  s (caso 1,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ , media su 10 s)Mappa 3.2.1.2 - Campo fluidodinamico al tempo  $t=210$  s (caso 1,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ , media su 1 s)

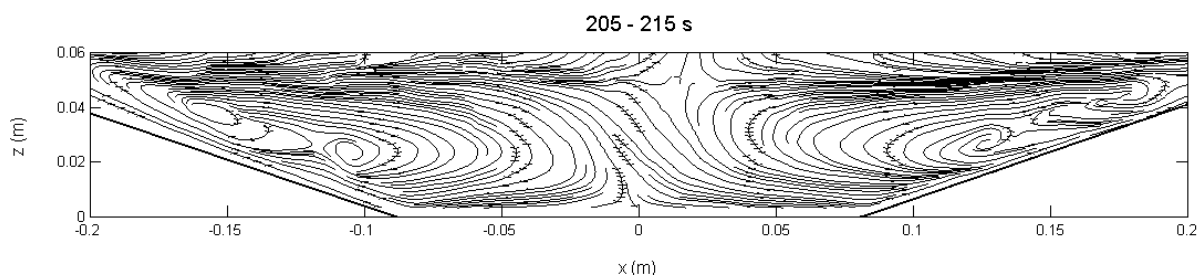


Mappe 3.2.1.3 - Campo fluidodinamico a  $t=450$  s (caso 1,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ , media su 10 s)

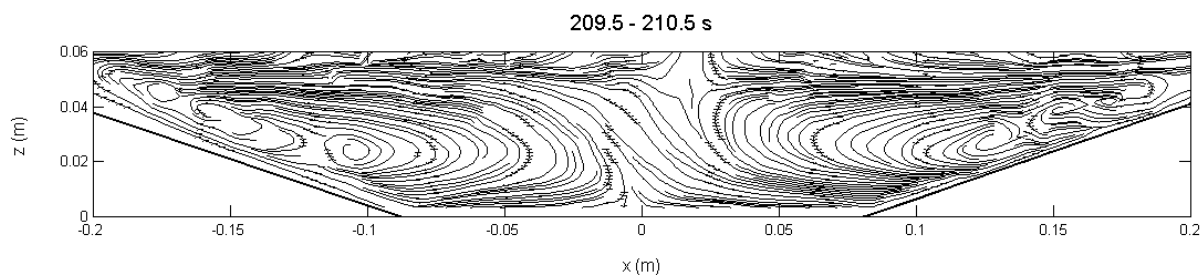


Mappe 3.2.1.4 - Campo fluidodinamico a  $t=450$  s (caso 1,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ , media su 1 s)

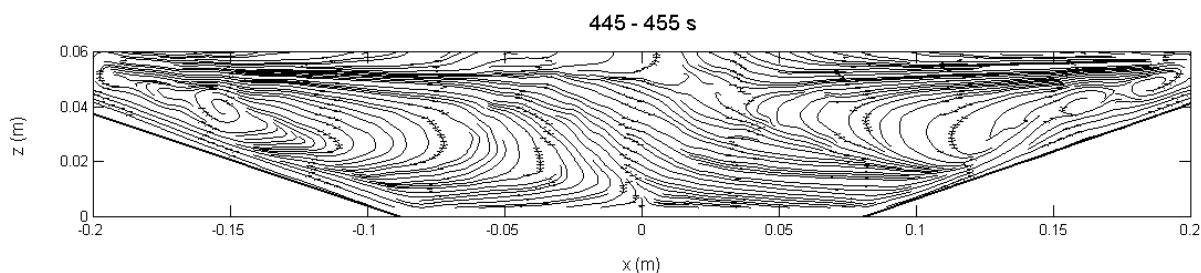
Nel caso con vento anabatico privo di isola di calore si vede l'azione delle correnti anabatiche che dal centro della valle portano l'acqua verso i due pendii e lungo le loro superfici, con dei vortici che si spostano risalendo il pendio (ben visibili se si osserva un campo euleriano mediato su intervalli di 1 s, come ad esempio nelle Mappe 3.2.1.2 e 3.2.1.6). Dalle sommità dei pendii la circolazione si chiude con le correnti di ritorno, che portano l'acqua verso il centro della valle, mentre un moto di subsidenza risulta lento ma evidente nella zona centrale.



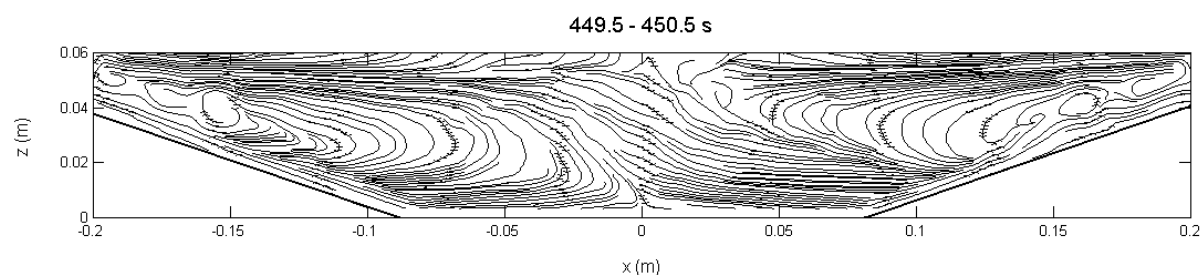
Mappe 3.2.1.5 - Linee di corrente al tempo  $t=210$  s del caso 1 ( $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ), campo mediato su 10 s.



Mappa 3.2.1.6 - Linee di corrente al tempo  $t=210$  s del caso 1 ( $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ), campo mediato su 1 s.



Mappa 3.2.1.7 - Linee di corrente al tempo  $t=450$  s del caso 1 ( $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ), campo mediato su 10 s.



Mappa 3.2.1.8 - Linee di corrente al tempo  $t=450$  s del caso 1 ( $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ), campo mediato su 1 s.

Con una configurazione a due pendii simmetrici la circolazione generale è composta da due strutture chiuse di grandi dimensioni, aventi anch'esse caratteristiche pressoché simmetriche. Tale circolazione ha delle ovvie analogie con quella dei casi diurni su un pendio (in particolare con il caso 1 nel sottoparagrafo 3.1.1), ma le dimensioni delle grandi strutture individuate, in rapporto con l'estensione dei pendii, sono più ridotte nella valle chiusa.

### 3.2.1.2. Profili di temperatura

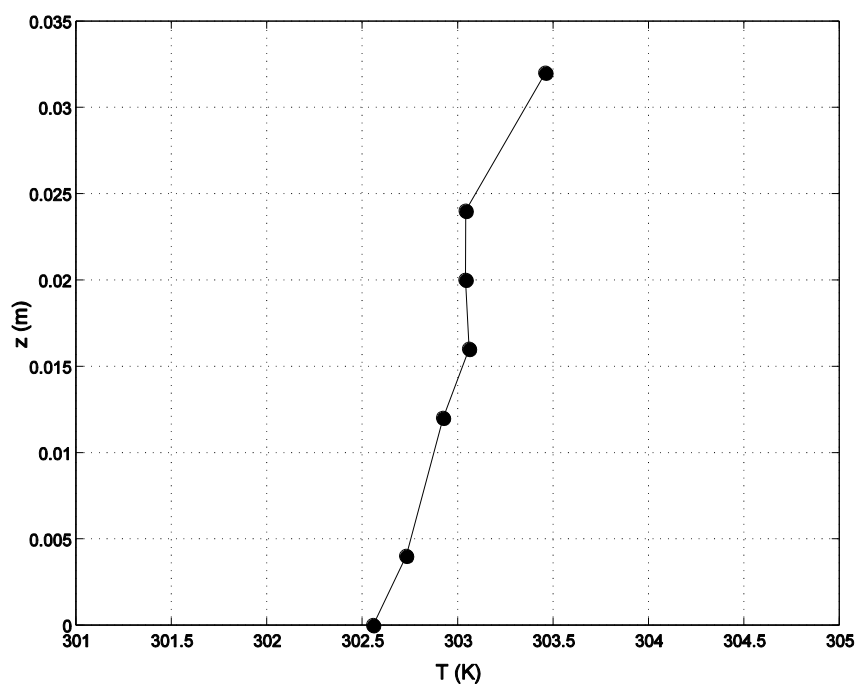


Grafico 3.2.1.1 - Stratificazione termica iniziale (caso 1,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ )

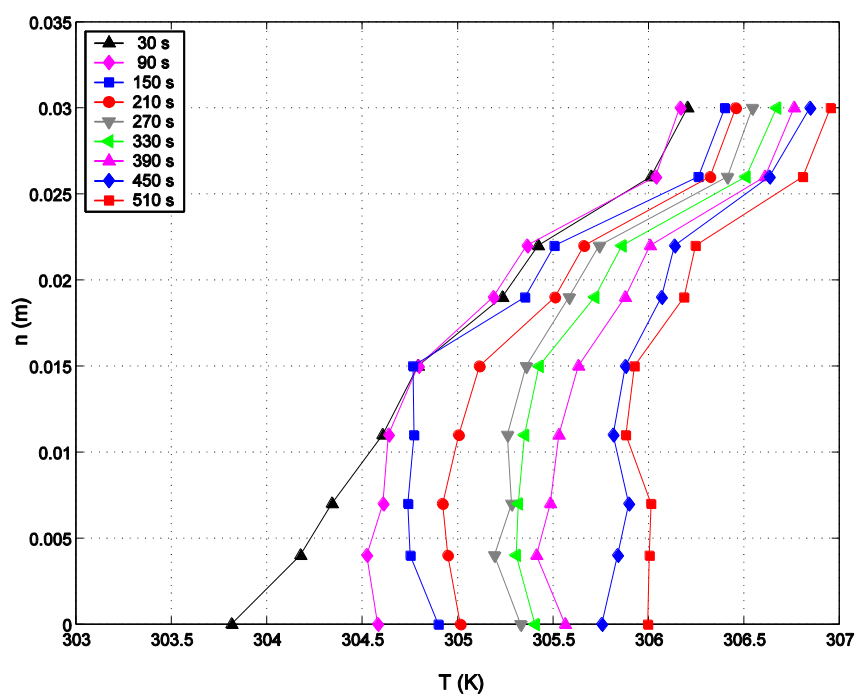
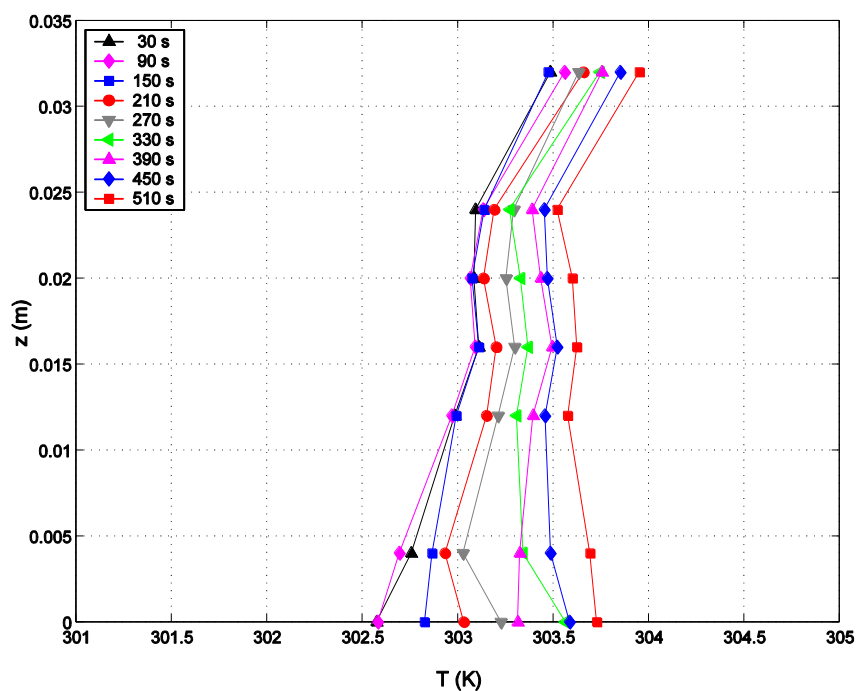
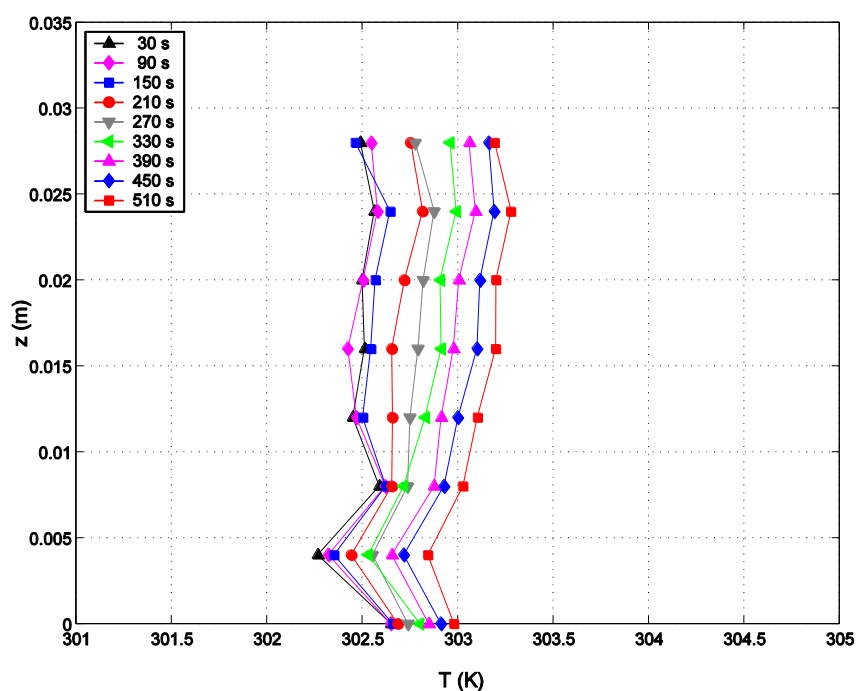


Grafico 3.2.1.2 - Centro del pendio, profilo C, (caso 1,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ )

Grafico 3.2.1.3 - Base del pendio, profilo B, (caso 1,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ )Grafico 3.2.1.4 - Centro della valle, profilo A, (caso 1,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ )

Sul pendio l'innalzamento della temperatura appare abbastanza consistente (1.4 K in corrispondenza del pendio) fino ad una distanza di circa 22 mm da esso ed i profili tendono, al di sotto di quella distanza, ad assumere nel tempo un andamento uniforme con un leggero innalzamento vicino al fondo, tipico di uno strato di mescolamento (Grafico 3.2.1.2). Alla base del pendio il profilo ha un primo tratto (6 mm), caratterizzato da un riscaldamento piuttosto forte nel tempo, che dopo la metà dell'acquisizione presenta instabilità termica

(l'incremento sul fondo è di 0.9 K), mentre per altezze maggiori risulta ancora lineare (Grafico 3.2.1.3). Al centro della valle il profilo è sempre lineare (Grafico 3.2.1.4), ma la temperatura sale nel tempo con un incremento che differisce di poco alle varie quote (aumenta leggermente all'aumentare della quota, arrivando a 0.6 K). Un incremento della temperatura nel tempo è visibile in tutti e tre i profili per tutti i punti monitorati dalle termocoppie; questo indica che lo spessore della parte del campo interessata dallo scambio di calore complessivamente supera la distanza di 32 mm (distanza delle termocoppie più lontane) dalle superfici che lo delimitano inferiormente. Verso la fine dell'acquisizione l'incremento di temperatura alle quote monitorate più alte è in rallentamento.

Gli effetti del riscaldamento sono più immediati e più veloci nella zona del pendio, dove il flusso di calore arriva direttamente dalla superficie del terreno ed è molto forte, mentre al piede del pendio ed in particolare al centro della valle le temperature crescono più lentamente, poiché il flusso di calore con il quale viene riscaldato il fondo nelle prove sperimentali è molto più basso di quello fornito dal pendio. Conseguentemente una parte importante del riscaldamento di queste zone è legato al calore trasportato dalla corrente di ritorno, che lo ha assorbito dal pendio, quindi dal moto di subsidenza. Questo calore trasportato arriva dunque in ritardo, in particolare al centro della valle, dove la forma dei profili rivela un riscaldamento del fluido che avviene dall'alto per una sua parte consistente (*Brehm & Freytag, 1982; Serafin & Zardi, 2010b*). Inoltre al centro della valle non si manifestano tratti di profilo uniformi, che indichino la presenza di un forte mescolamento, a differenza di quanto si vede lungo il pendio e, per un breve tratto, anche in corrispondenza della base di esso. Infatti nelle mappe di velocità non è visibile un moto convettivo con strutture a cella (Mappe 3.2.1.2 e 3.2.1.4). L'assenza di tali strutture è dovuta al basso valore del flusso di calore sul fondo, ma anche alle correnti orizzontali, che dal centro della pianura si dirigono verso i pendii, ed alla subsidenza, agente principalmente sulla regione centrale della valle; tali moti tendono infatti ad ostacolare la formazione di celle convettive (si veda *Chen et al., 1996*, si veda anche il sottoparagrafo 3.1.1.3).

### 3.2.1.3. Profili di velocità

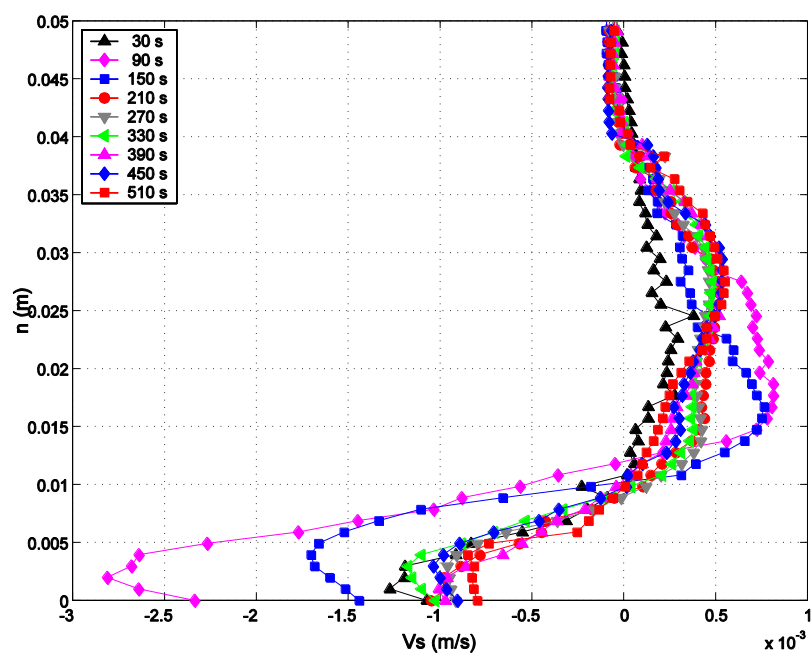


Grafico 3.2.1.5 - Centro del pendio, profilo C, (caso 1,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ )

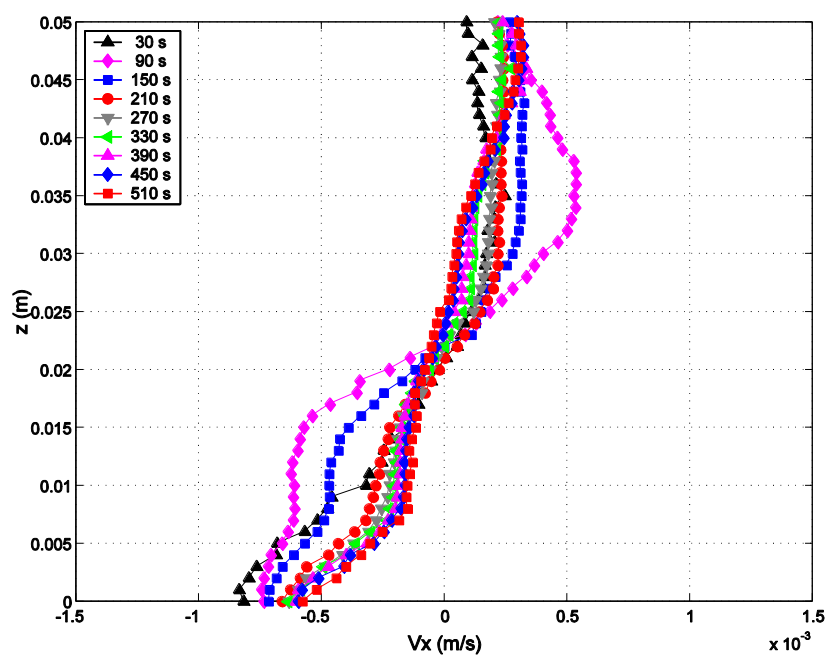


Grafico 3.2.1.6 - Base del pendio, profilo B, (caso 1,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ )



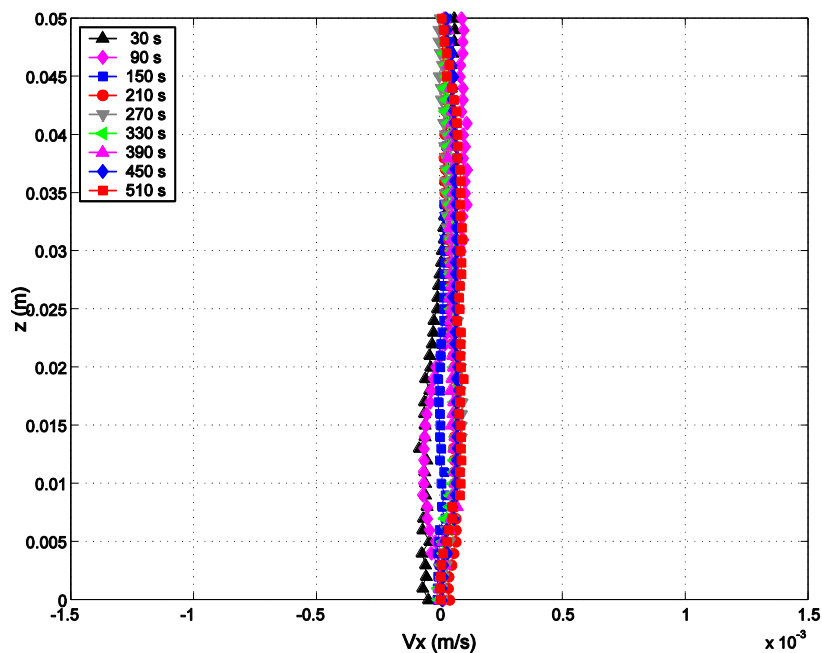


Grafico 3.2.1.7 - Centro della valle, profilo A, (caso 1,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ )

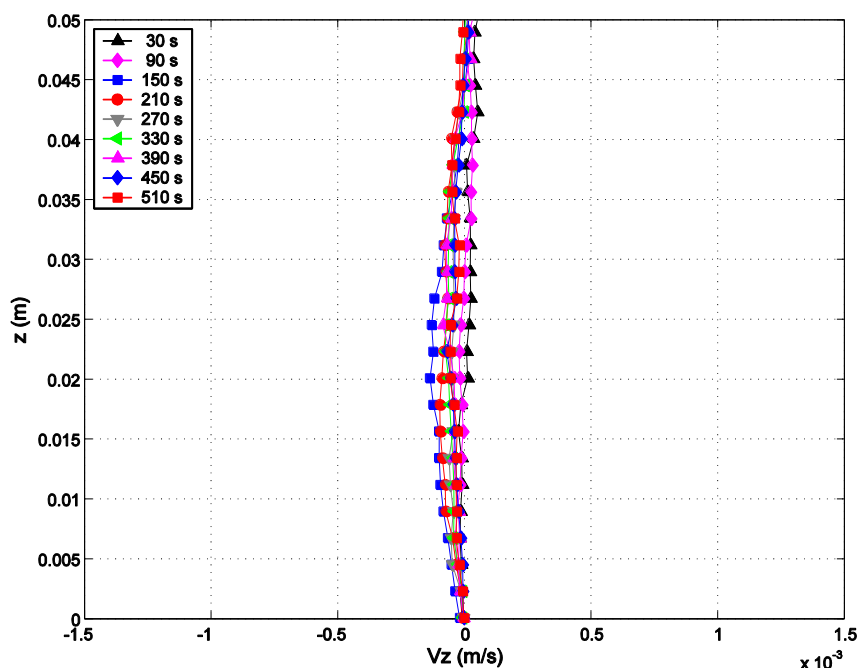


Grafico 3.2.1.8 - Centro della valle, profilo A, (caso 1,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ )

Sul profilo C la componente tangenziale della velocità assume valori massimi di circa 1.8 mm/s, e lo spessore della corrente anabatica raggiunge i 15 mm circa dopo 450 s dall'inizio dell'esperimento. La corrente di ritorno presenta valori massimi piuttosto consistenti nella fase iniziale (al tempo di 90 s), poi con il trascorrere del tempo essa rallenta, arrivando a valori che si stabiliscono intorno a 0.6 mm/s, e la zona di massima velocità si sposta verso l'alto (Grafico 3.2.1.5). Al piede del pendio (profilo B) i valori della velocità orizzontale sono molto bassi. Questi profili sono contraddistinti da un tratto, di spessore 5 mm, in cui la velocità raggiunge i 0.6 mm/s, e da un tratto superiore ad esso dove, nella fase finale della

prova, il valore della velocità diviene uniforme con l'altezza dopo un brusco abbassamento, con valori intorno a 0.2 mm/s (Grafico 3.2.1.6). In questa zona la velocità orizzontale dopo il tempo di 120 s tende a diminuire gradualmente con il tempo. Ad un'altezza che va dai 20 mm ai 25 mm si osserva un abbassamento della velocità fino a dove ha inizio l'azione della corrente di ritorno. Questa appare con uno spessore di circa 30 mm al di sopra del pendio, mentre in corrispondenza della base il suo spessore è più variabile nel tempo e varia tra i 30 mm e i 40 mm. Sul profilo A, la componente orizzontale e quella verticale sono entrambe molto basse, data la quasi totale assenza di moto in questa zona. La componente verticale manifesta con i valori negativi un moto discendente molto lento (Grafico 3.2.1.8), mentre la componente orizzontale è caratterizzata da valori di velocità non trascurabili soltanto fino ai 120 s, probabilmente presenti per effetto dell'asimmetria nel riscaldamento dei due pendii (Grafico 3.2.1.7).

Il moto è caratterizzato da due grandi strutture a cella pressoché simmetriche con versi di rotazione opposti, ciascuna delle quali occupa una metà della valle. Al centro della valle si forma in prossimità del suolo una zona di ristagno, dalla quale partono le correnti che raggiungono e poi risalgono i due pendii fino alle loro creste. Di qui hanno inizio le correnti di ritorno, che raggiungono il centro della valle con un moto prevalentemente orizzontale, ma con una leggera componente diretta verso il basso, che diviene particolarmente evidente nella zona centrale della valle, dove la componente orizzontale del moto va diminuendo fortemente.

#### 3.2.1.4. *Profili delle covarianze della velocità*

Le varianze e la covarianza delle componenti della velocità sono state calcolate su intervalli di 10 secondi (100 frames), lungo il profilo passante per il centro del pendio di sinistra (profilo C). Per ciascuno dei punti rappresentati i campioni delle statistiche sono stati presi in modo analogo a quello descritto nei sottoparagrafi 3.1.1.5 e 3.1.2.5.

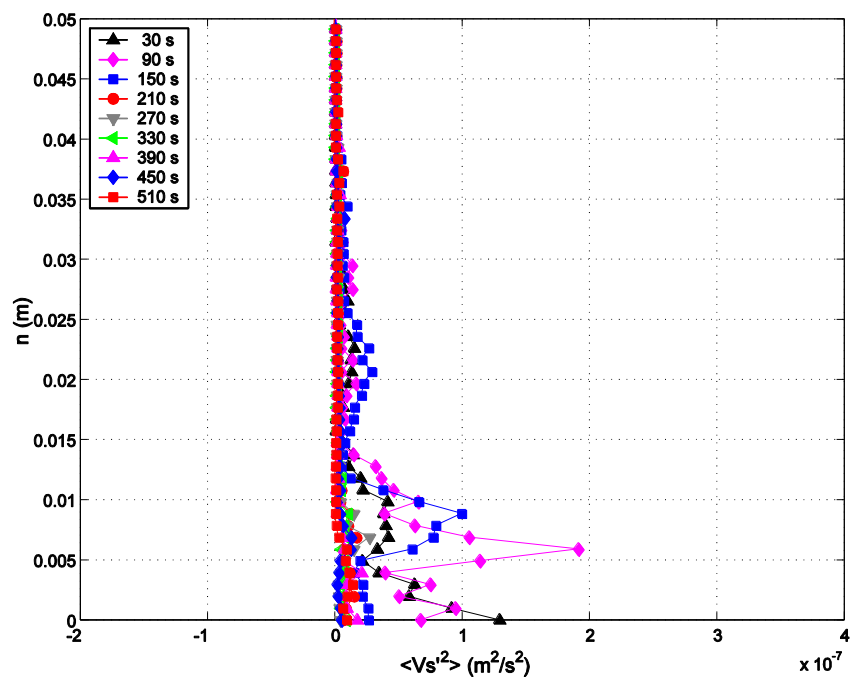


Grafico 3.2.1.9 - Profili della varianza della componente tangenziale della velocità, presa al centro del pendio, nel caso 1 ( $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ).

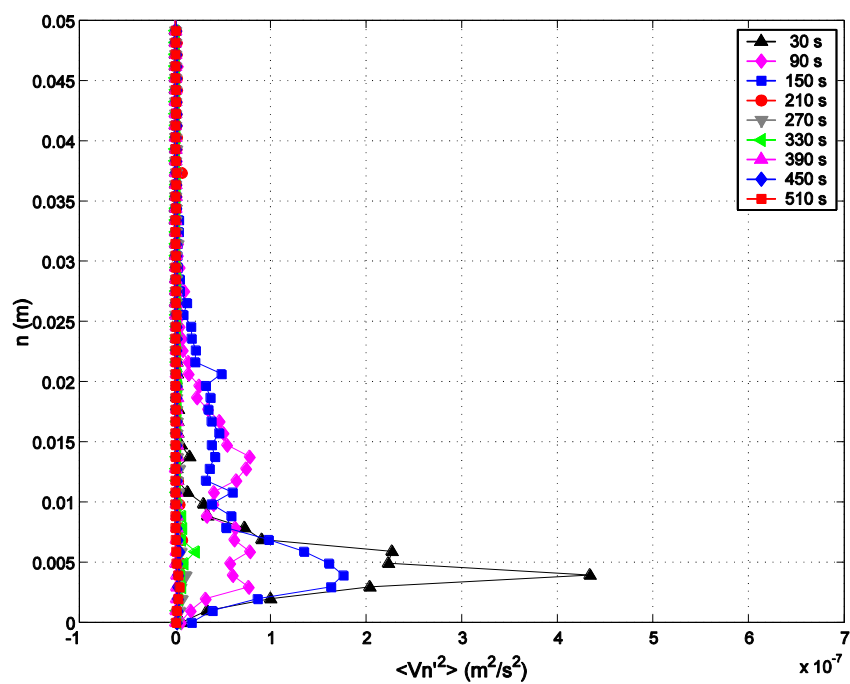


Grafico 3.2.1.10 - Profili della varianza della componente normale della velocità, presa al centro del pendio, nel caso 1 ( $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ).

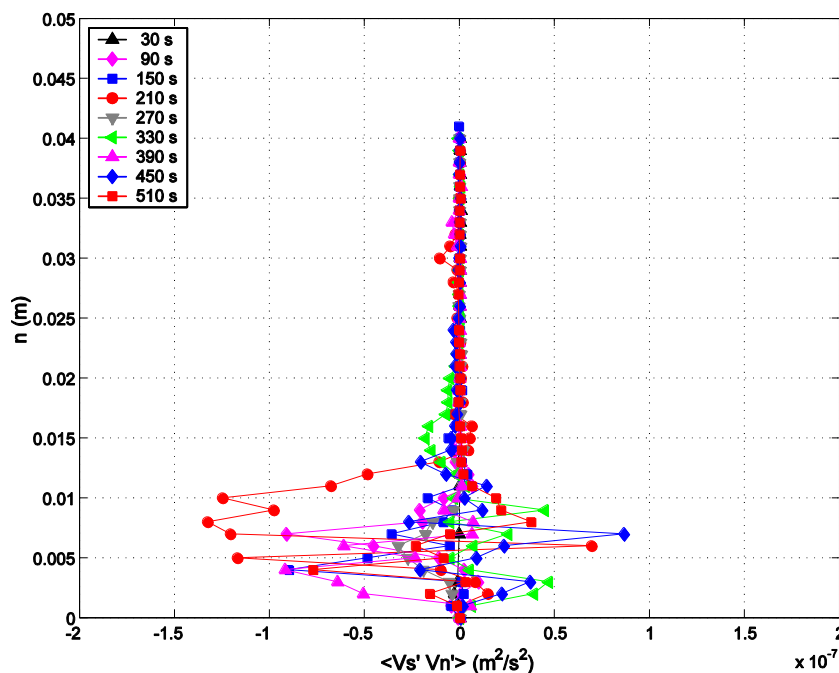


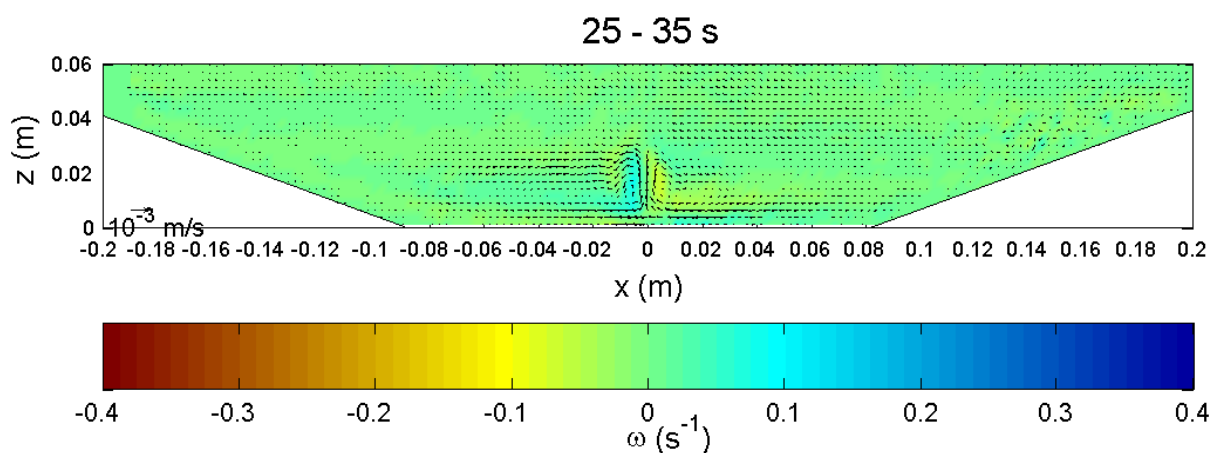
Grafico 3.2.1.11 - Profili della covarianza delle due componenti della velocità, presa al centro del pendio, nel caso 1 ( $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ).

La varianza della velocità tangenziale presenta i valori più alti in prossimità della superficie del pendio; c'è una seconda distanza alla quale si addensano i valori massimi, che è posizionata tra i 6 mm e i 9 mm (Grafico 3.2.1.9); la varianza di questa componente diventa scarsamente rilevante al di sopra dei 15 mm di distanza. In questo caso sembra esserci la tendenza ad un andamento con due massimi, come osservato nei casi 1 e 3 con un solo pendio (paragrafi 3.1.1.5 e 3.1.3.5). La varianza della componente normale della velocità cresce nel tratto del profilo più vicino al pendio, arrivando al valore massimo ad una distanza di circa 4 mm da esso e poi diminuisce, raggiungendo valori quasi nulli intorno ai 30 mm (Grafico 3.2.1.10). La covarianza delle componenti della velocità presenta delle oscillazioni irregolari intorno allo 0, con i valori più alti caratterizzati prevalentemente da segno negativo. I valori massimi relativi (in valore assoluto) si trovano a varie distanze dal fondo, 2 mm, 10 mm e 20 mm (Grafico 3.2.1.11). Al di sopra di distanze di 30 mm gli scostamenti dal valore nullo sono trascurabili.

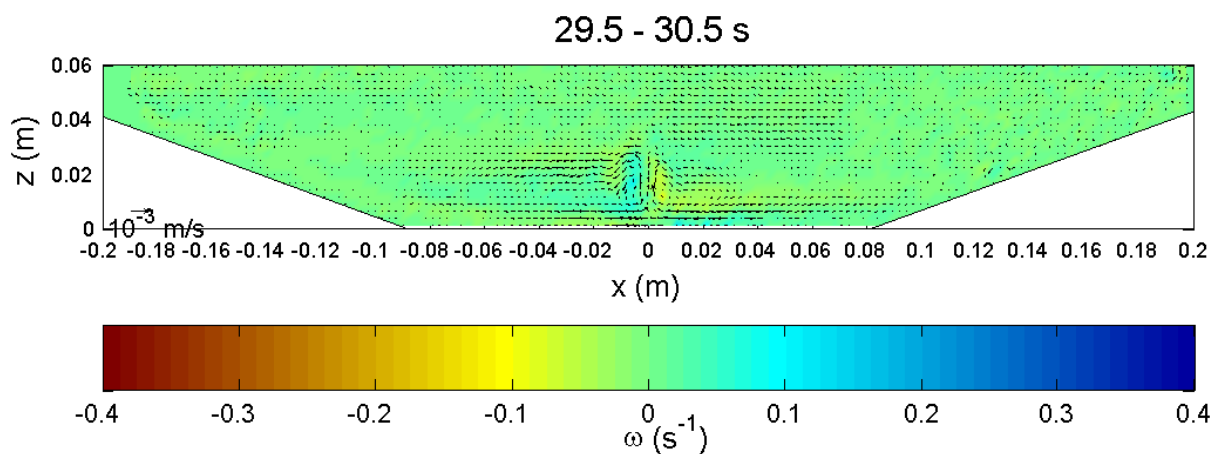
### 3.2.2 Caso 2. Correnti anabatiche con isola di calore

In questo sottoparagrafo sono presenti i risultati del caso 2 della seconda serie; come nel caso 1 le correnti anabatiche si formano in una valle simmetrica chiusa tra due pendii, ma qui interagiscono con un'isola di calore presente al centro della valle. Il riscaldamento dell'isola di calore viene avviato nell'istante iniziale e quello dei pendii con il fondo della valle 30 s dopo.

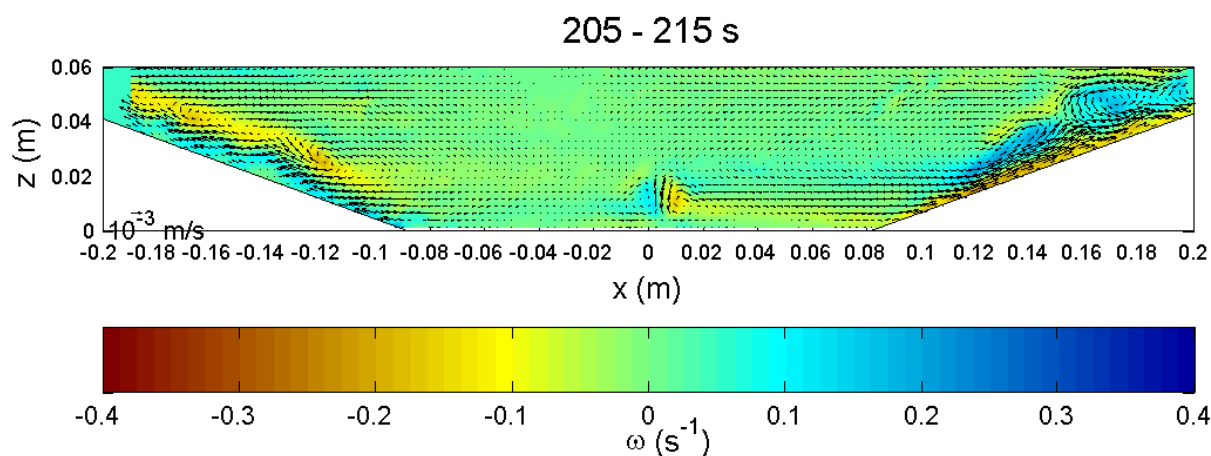
### 3.2.2.1. Evoluzione del campo di velocità



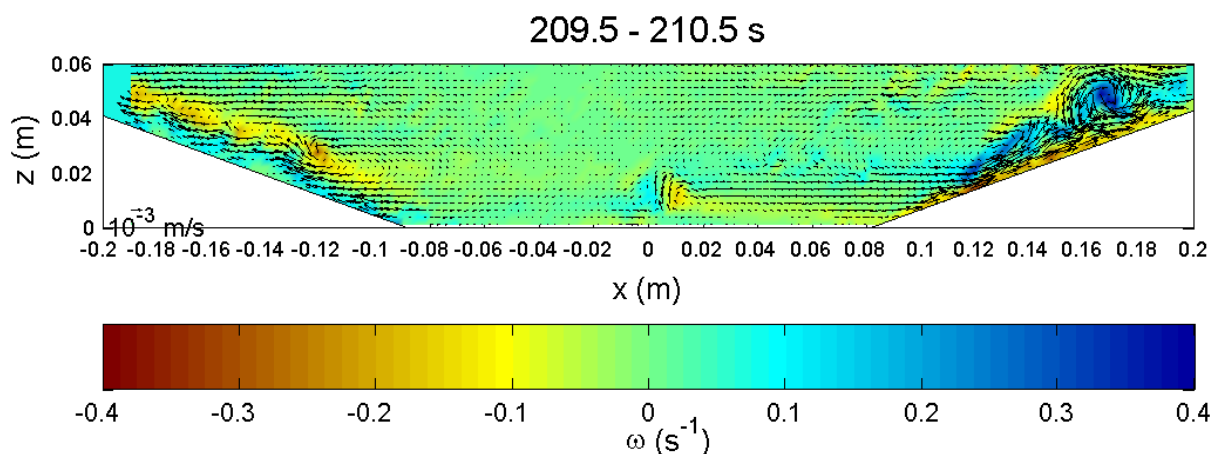
Mappa 3.2.2.1 - Campo fluidodinamico al tempo  $t=30 \text{ s}$  (caso 2,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ , media su 10 s)



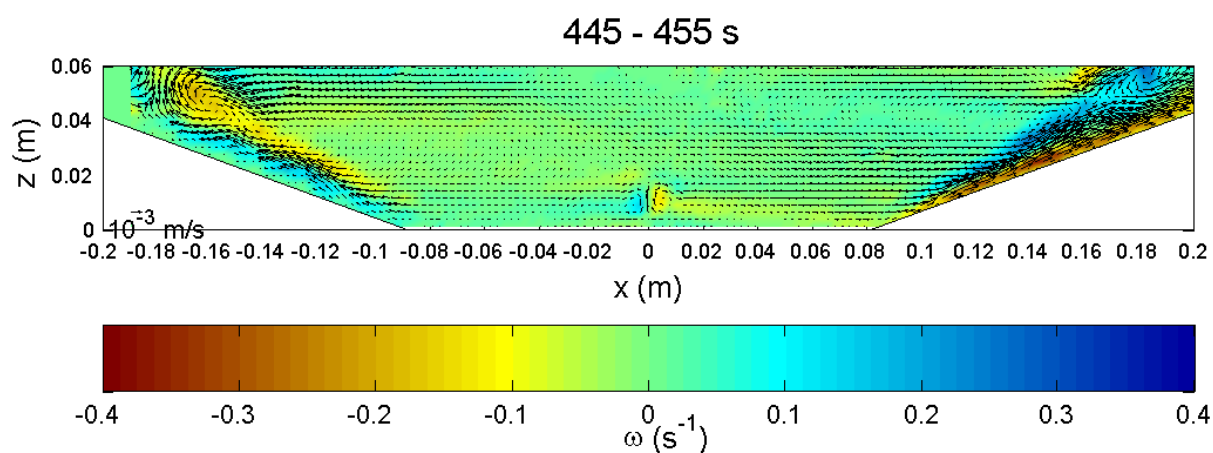
Mappa 3.2.2.2 - Campo fluidodinamico al tempo  $t=30 \text{ s}$  (caso 2,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ , media su 1 s)



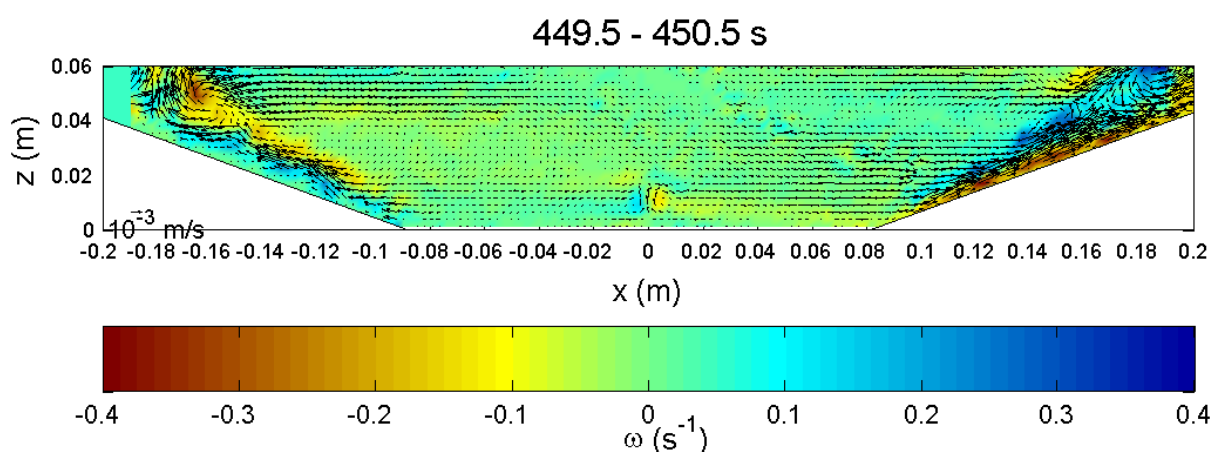
Mappa 3.2.2.3 - Campo fluidodinamico al tempo  $t=210 \text{ s}$  (caso 2,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ , media su 10 s)



Mappa 3.2.2.4 - Campo fluidodinamico al tempo  $t=210$  s (caso 2,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ , media su 1 s)



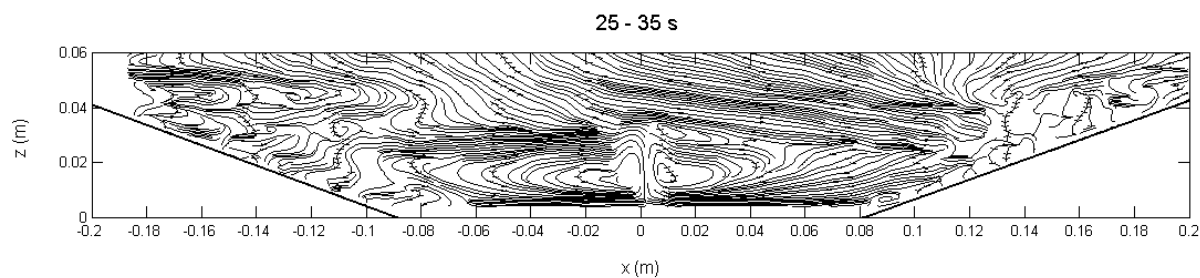
Mappa 3.2.2.5 - Campo fluidodinamico al tempo  $t=450$  s (caso 2,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ , media su 10 s)



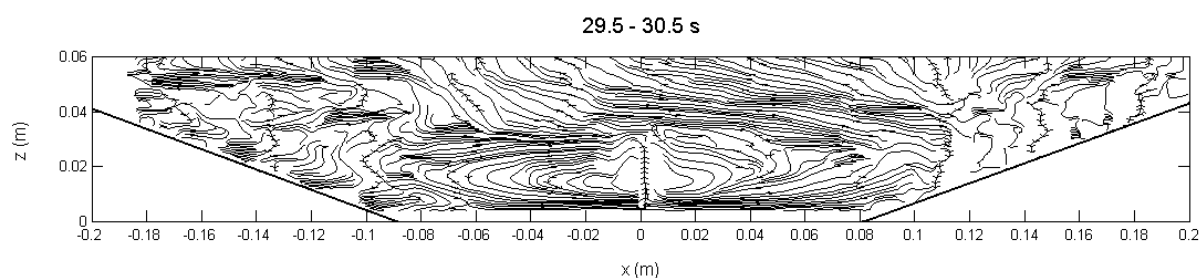
Mappa 3.2.2.6 - Campo fluidodinamico al tempo  $t=450$  s (caso 2,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ , media su 1 s)

Sui pendii agiscono le correnti anabatiche, completamente sviluppate nella mappa riferita al tempo di 450 s (Mappe 3.2.2.5 e 3.2.2.6), mentre al centro si osserva la presenza dell'isola di calore. Questa nella mappa dei 450 s risulta più bassa che nella mappa dei 30 s (Mappe 3.2.2.1 e 3.2.2.2), perché le correnti anabatiche e le relative correnti di ritorno danno luogo ad

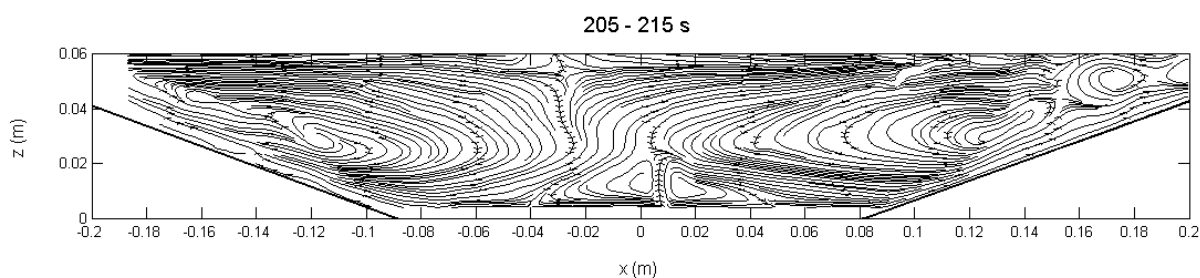
un suo schiacciamento verticale.



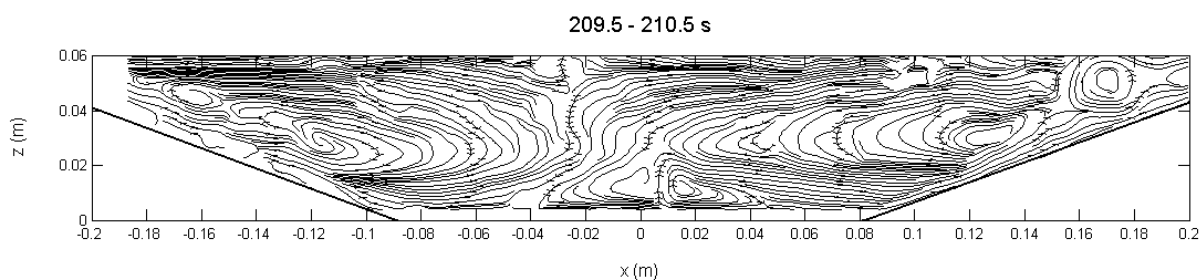
Mappa 3.2.2.7 - Linee di corrente al tempo  $t=30$  s del caso 2 ( $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ), campo mediato su 10 s.



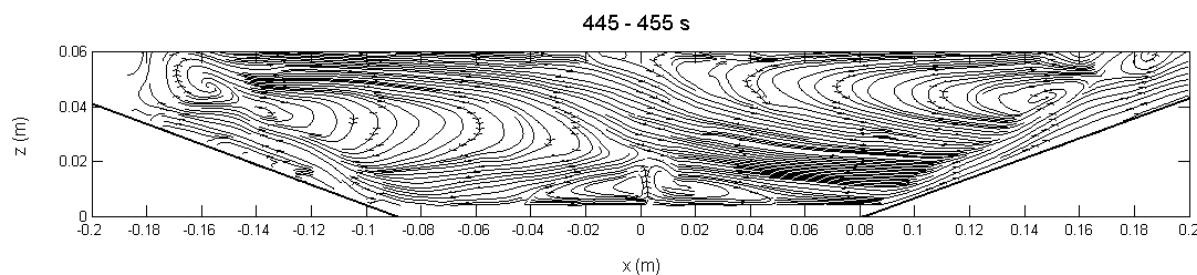
Mappa 3.2.2.8 - Linee di corrente al tempo  $t=30$  s del caso 2 ( $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ), campo mediato su 1 s.



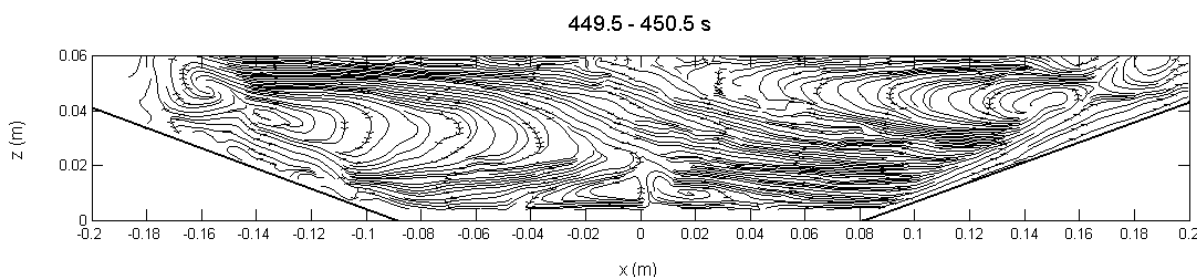
Mappa 3.2.2.9 - Linee di corrente al tempo  $t=210$  s del caso 2 ( $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ), campo mediato su 10 s.



Mappa 3.2.2.10 - Linee di corrente al tempo  $t=210$  s del caso 2 ( $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ), campo mediato su 1 s.



Mappa 3.2.2.11 - Linee di corrente al tempo  $t=450$  s del caso 2 ( $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ), campo mediato su 10 s.



Mappa 3.2.2.12 - Linee di corrente al tempo  $t=450$  s del caso 2 ( $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ), campo mediato su 1 s.

In questo caso le celle che si formano sono quattro, di cui due, formate dalle correnti anabatiche, dalle correnti di ritorno e dal conseguente moto di subsidenza nella zona centrale, si estendono su metà della valle, mentre le altre due sono le celle convettive simmetriche che si formano ai lati del pennacchio innescato dall'isola di calore (Mappe da 3.2.2.9 a 3.2.2.12). Si osserva anche lo svilupparsi di correnti che vanno dalla sommità del pennacchio fino al piede del pendio, conflueno nelle correnti anabatiche, spostando in tal modo una certa quantità di fluido dalle strutture che formano il plume alle celle che comprendono le correnti anabatiche (Mappe 3.2.2.9 e 3.2.2.10). Queste correnti sono simili a quelle che sono state riscontrate per le isole di calore in presenza di brezza di mare e che sono state definite chain flow (Yoshikado, 1992 e 1994; Cenedese & Monti, 2003). Le due correnti anabatiche non sono simmetriche, ma quella del pendio destro è più intensa di quella del pendio sinistro; il pennacchio dell'isola di calore si sposta quindi verso destra, ma lo spostamento è di piccola entità.



### 3.2.2.2. Profili di temperatura

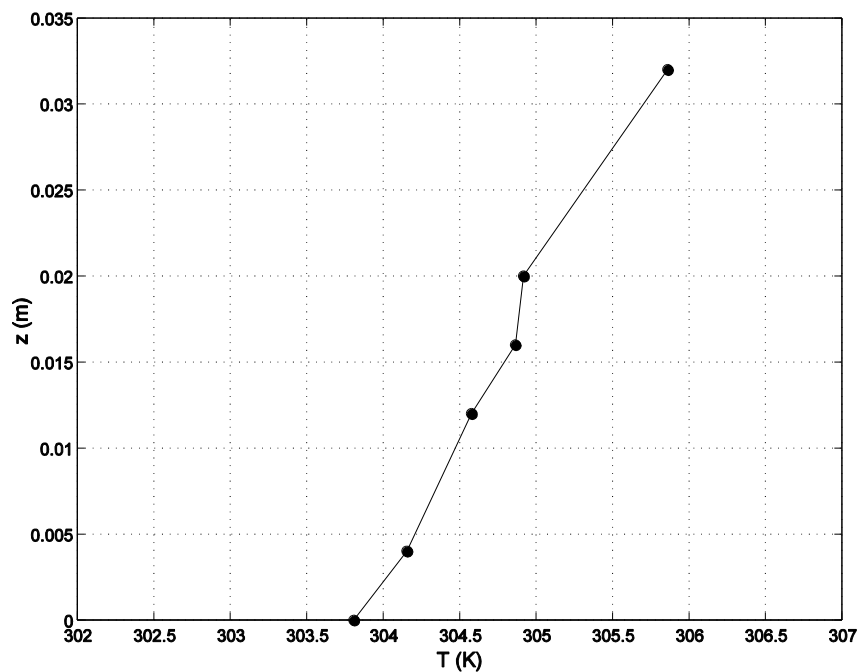


Grafico 3.2.2.1 - Stratificazione termica iniziale (caso 2,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ )

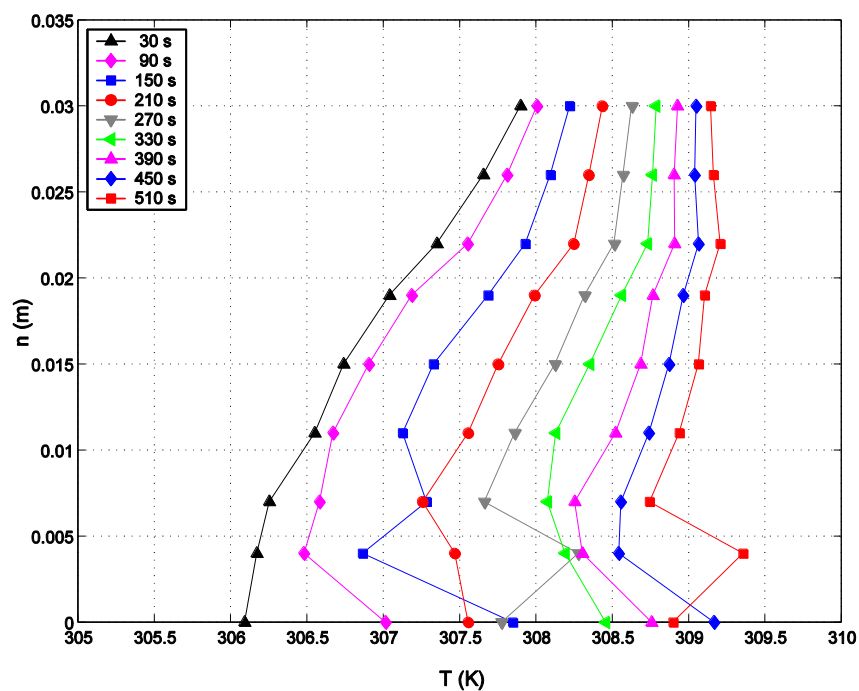
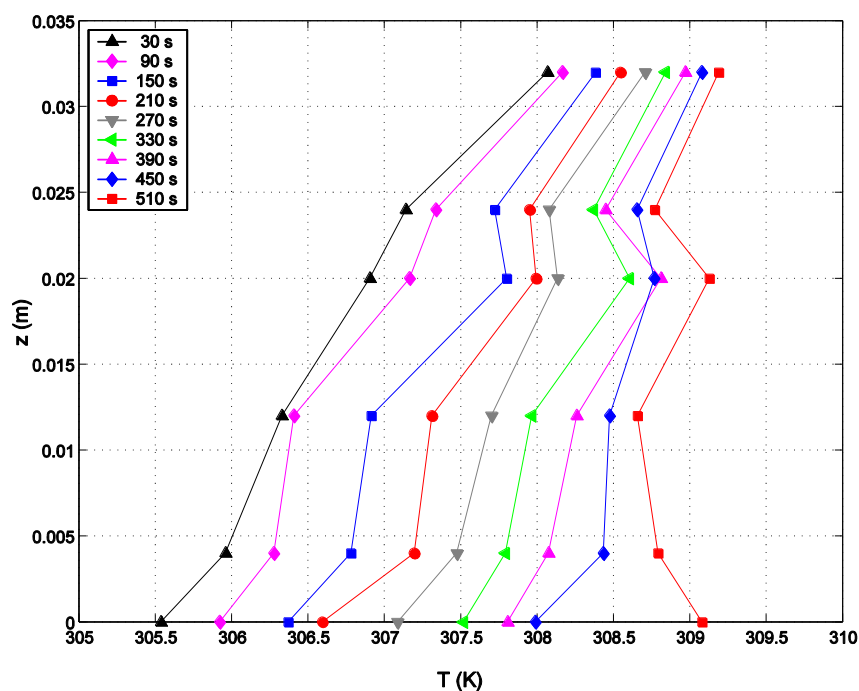
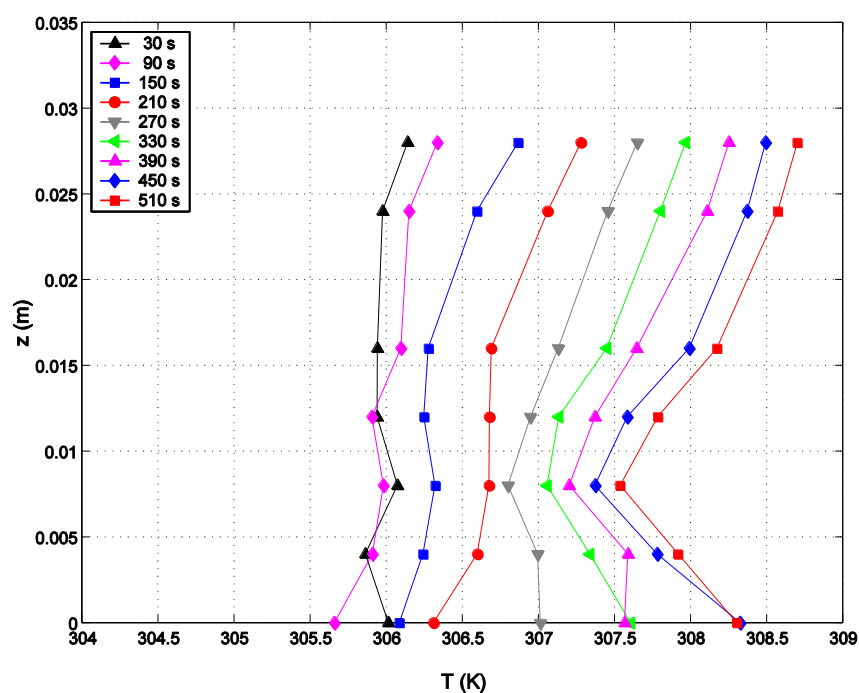


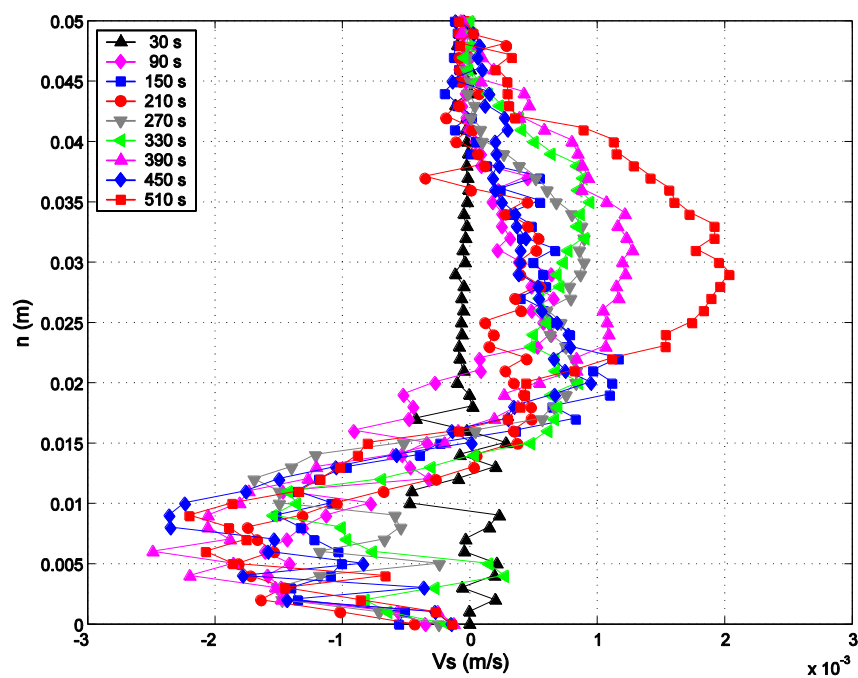
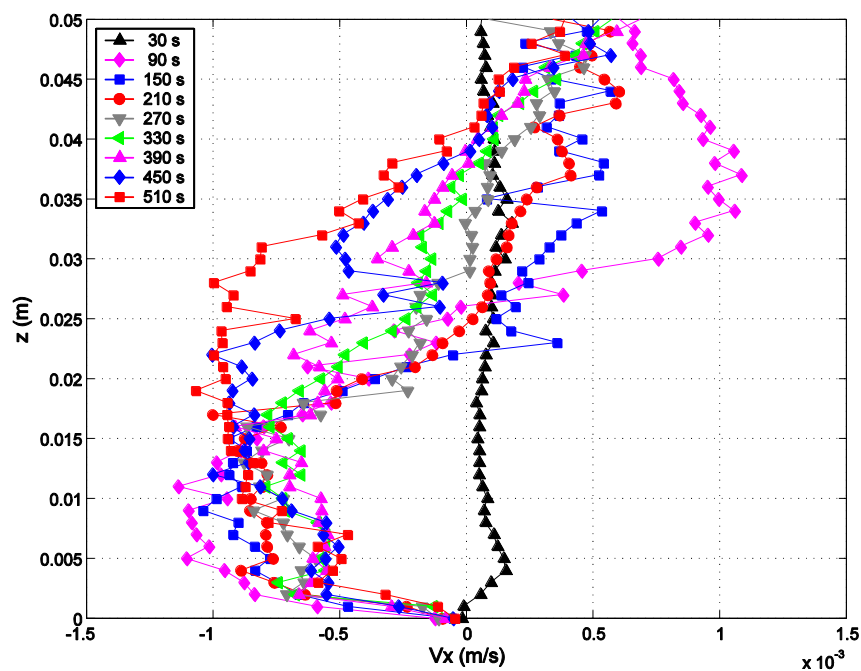
Grafico 3.2.2.2 - Centro del pendio, profilo C (caso 2,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ )

Grafico 3.2.2.3 - Piede del pendio, profilo B (caso 2,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ )Grafico 3.2.2.4 - Centro della valle, profilo A (caso 2,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ )

Sulla superficie del pendio la temperatura ha un incremento forte e veloce, che raggiunge i 4 K dopo 450 s (Grafico 3.2.2.2). L'incremento è più modesto per quote maggiori dei primi 5 mm; in quella zona il profilo della temperatura tende ad assumere una pendenza in lenta diminuzione nel tempo, evidenziando un'azione di mescolamento. Anche in questo caso il riscaldamento è evidente per tutta l'altezza monitorata. Al piede del pendio si nota un riscaldamento con caratteristiche più regolari sia per quanto riguarda l'evoluzione nel tempo,

sia per quanto riguarda la distribuzione con la quota, ma gli incrementi di temperatura nei vari intervalli di tempo diminuiscono gradualmente con la distanza dal fondo, pertanto anche qui il profilo tende ad assumere un gradiente progressivamente più basso (Grafico 3.2.2.3). Alla quota del suolo alla base del pendio la temperatura è aumentata di 3 K dopo 450 s. Al centro dell'isola di calore si osserva un aumento molto rapido della temperatura, a tutte le quote del profilo (Grafico 3.2.2.4); dopo i primi 90 s la temperatura assume un profilo costante fino ad un'altezza di 25 mm circa, mentre l'aumento registrato sul fondo è di circa 2.3 K. Per tempi successivi la temperatura aumenta ulteriormente a tutte le quote; in particolare sul fondo si arriva nella fase finale della simulazione ad un aumento di 4.3 K. Dopo i 210 s i profili sono caratterizzati da un andamento crescente pressoché linearmente, ma con gradiente medio molto basso, al di sopra di una certa quota, pari a 20 mm circa dopo 210 s, a 16 mm circa dopo 330 s ed a 12 mm circa dopo 450 s. Al di sotto di queste quote la temperatura ha un andamento uniforme al tempo di 210 s e decrescente sugli ultimi profili; questo rivela la presenza di una zona resa instabile dal riscaldamento dell'isola di calore.

Nel caso 2 la corrente anabatica scorre sui pendii portando fluido già scaldato sia dal fondo della valle sia dall'isola di calore, quindi la corrente di ritorno arriva sulla valle anch'essa già molto riscaldata; per questa ragione sui tre profili si osserva in generale un riscaldamento maggiore che nel caso 1. Infatti il contributo dell'isola di calore in questa simulazione si rivela molto importante, essendo la valle ricostruita molto stretta ed essendo il flusso areale di calore scambiato attraverso il fondo più basso rispetto a quello scambiato attraverso l'isola urbana di calore. A differenza di quanto è stato visto nel caso 1, nel quale non è presente l'isola di calore, il primo tratto di 5 mm lungo il pendio è caratterizzato da instabilità termica. E' probabile che l'energia termica erogata dall'isola di calore tenda ad essere trasportata verso i pendii più che verso l'alto, perché l'aria calda che scende per subsidenza sul centro della valle contrasta lo scambio di calore lungo la verticale, mentre i venti anabatici favoriscono lo scambio lungo la valle e poi verso i pendii (*Chen et al., 1996*).

3.2.2.3. *Profili di velocità*Grafico 3.2.2.5 - Centro del pendio, profilo C (caso 2,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ )Grafico 3.2.2.6 - Piede del pendio, profilo B (caso 2,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ )

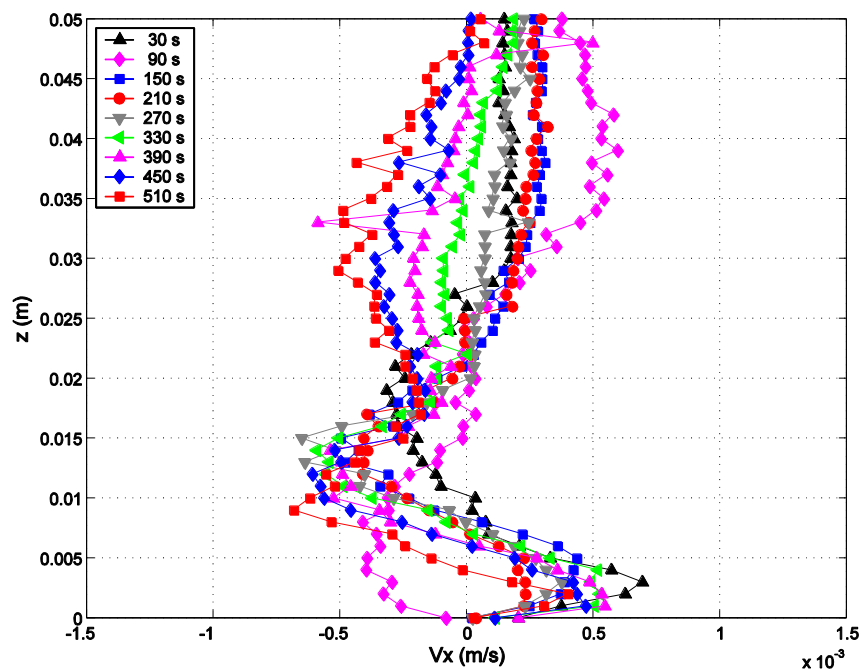


Grafico 3.2.2.7 - Centro del pennacchio, profilo A (caso 2,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ).

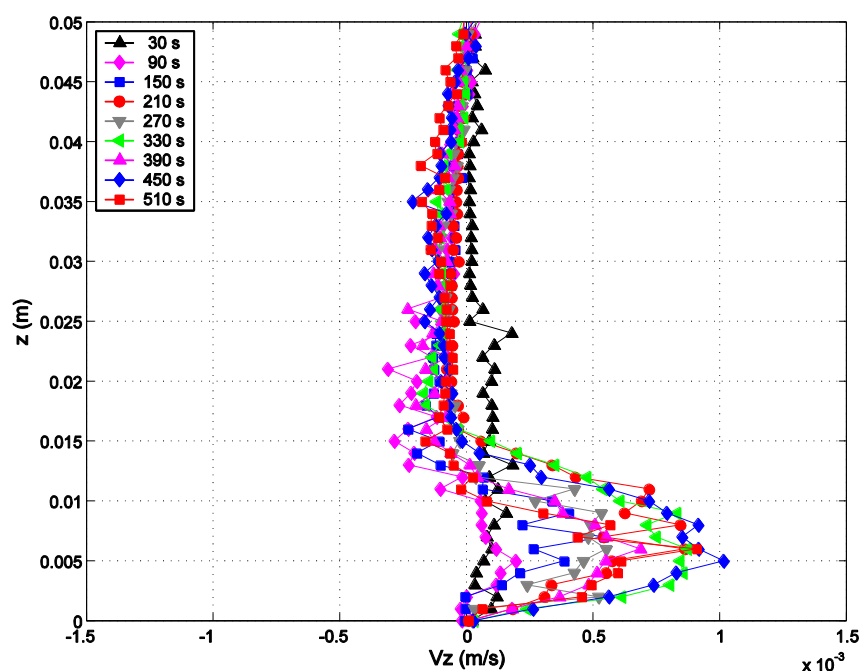


Grafico 3.2.2.8 - Centro del pennacchio, profilo A (caso 2,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ).

Sul pendio la velocità tangenziale raggiunge un valore massimo di 2.5 mm/s dopo 450 s, mentre lo spessore della corrente anabatica arriva dopo lo stesso tempo a 18 mm. Tanto la velocità quanto lo spessore raggiungono valori relativamente alti già dopo i 90 s, che vengono mantenuti fino alla fine dell'esperimento (Grafico 3.2.2.5). La porzione di profilo che rappresenta la corrente di ritorno cambia forma dopo i 90 s, con il massimo valore di velocità che resta pressoché invariato, stabilendosi intorno a 1 mm/s fino ai 450 s, tempo al quale esso subisce un brusco aumento che lo porta a 2 mm/s. Durante il progredire dell'esperimento e

specie dopo i 90 s, il massimo di velocità della corrente di ritorno si sposta, passando da una distanza di 22 mm dal pendio a 32 mm. Il limite superiore della corrente di ritorno resta quasi invariato durante l'intero esperimento, quindi il suo spessore va diminuendo mentre va aumentando quello della corrente anabatica. Al piede del pendio il profilo della velocità tangenziale presenta valori abbastanza alti anche in prossimità del fondo (Grafico 3.2.2.6). Esso ha un andamento crescente con la quota fino ad un massimo, che viene raggiunto intorno ai 14-15 mm; dopo i 450 s il profilo presenta un tratto abbastanza spesso (circa 20 mm) caratterizzato da una velocità pressoché uniforme. La velocità orizzontale presenta valori notevolmente più bassi di quelli riscontrati per la velocità tangenziale al centro del pendio, e si rileva una sua leggera diminuzione nel tempo dopo i 90 s (da 1.1 mm/s circa a 0.7 mm/s circa) seguita da un aumento ai 450 s, periodo in cui essa raggiunge un massimo di circa 1 mm/s e la forma del suo profilo risulta visibilmente cambiata. Lo spessore della corrente è invece maggiore di quello che c'è sul pendio e si può osservare anche una corrente di ritorno di entità consistente, che raggiunge un valore massimo di 1 mm/s dopo 90 s. Il suo spessore aumenta notevolmente nel tempo arrivando a 43 mm dopo 450 s. Sul profilo A la velocità orizzontale ha un profilo caratterizzato da due massimi di segno opposto nella zona compresa tra il fondo ed una quota di 20 mm, ed i suoi valori assoluti, che raggiungono 0.5 mm/s, sono bassi ma non trascurabili (Grafico 3.2.2.7). Dopo 90 s il massimo positivo è quello più vicino al fondo, ma dopo i 150 s il massimo più vicino al fondo è quello negativo ed ha valori intorno a 0.5 mm/s. Oltre i 20 mm la componente orizzontale della velocità ha valori negativi fino ai 270 s e positivi per tempi successivi. Nella zona centrale della valle si forma un pennacchio che si sposta con il procedere del tempo; prima si trova sul profilo A, poi si sposta verso destra, quindi tende a tornare verso il centro dell'isola di calore, andando a posizionarsi leggermente alla destra di esso. La velocità verticale subisce invece un aumento, per il tratto di profilo che si estende fino ad una quota che varia tra 15 mm e 20 mm; a 450 s il suo valore massimo raggiunge circa 1 mm/s. Questo dipende soprattutto dallo spostamento del pennacchio, che si muove fino a stabilizzarsi con il proprio centro in una posizione di poco a destra di A dopo 450 s. Al di sopra dei 20 mm di altezza i valori di questa componente della velocità sono molto bassi, ma va notato che per un tratto di estensione pari a circa 20 mm essi risultano negativi, la qual cosa denota la presenza della corrente ritorno con una componente diretta verso il basso, che causa lo schiacciamento verticale del pennacchio.

Nella valle si formano le medesime strutture a cella descritte nel sottoparagrafo 3.2.1.3, ma per la presenza dell'isola di calore si creano altre due celle convettive simmetriche al centro della pianura, dove nel caso precedente 1 è stata osservata una zona di ristagno. Al posto di essa c'è in questo caso una zona caratterizzata da un'intensa convezione, il cui moto verticale contrasta e viene contrastato dalla subsidenza dovuta alle correnti di compensazione dei venti anabatici (*Savijarvi & Liya, 1999*); i punti di ristagno vengono a trovarsi nei pressi dei bordi dell'isola di calore. Essi sono legati al moto, dovuto alle correnti anabatiche, che ha luogo nella valle in prossimità del terreno, il quale è di verso opposto rispetto alle correnti convergenti a bassa quota proprie dell'isola di calore.

Verranno omessi i profili di varianze e covarianza delle componenti della velocità.

### 3.2.2.4. Spessore e velocità massima della corrente anabatica lungo i pendii

I profili dello spessore della corrente lungo i pendii sono stati costruiti e rappresentati adottando gli stessi criteri seguiti negli altri casi in cui sono stati analizzati i venti anabatici e catabatici in valle aperta con un solo pendio (sottoparagrafi 3.1.1.4, 3.1.2.4 e 3.1.3.4). Tali profili sono riferiti anche qui alle velocità mediate su un intervallo centrato al tempo di 540 s.

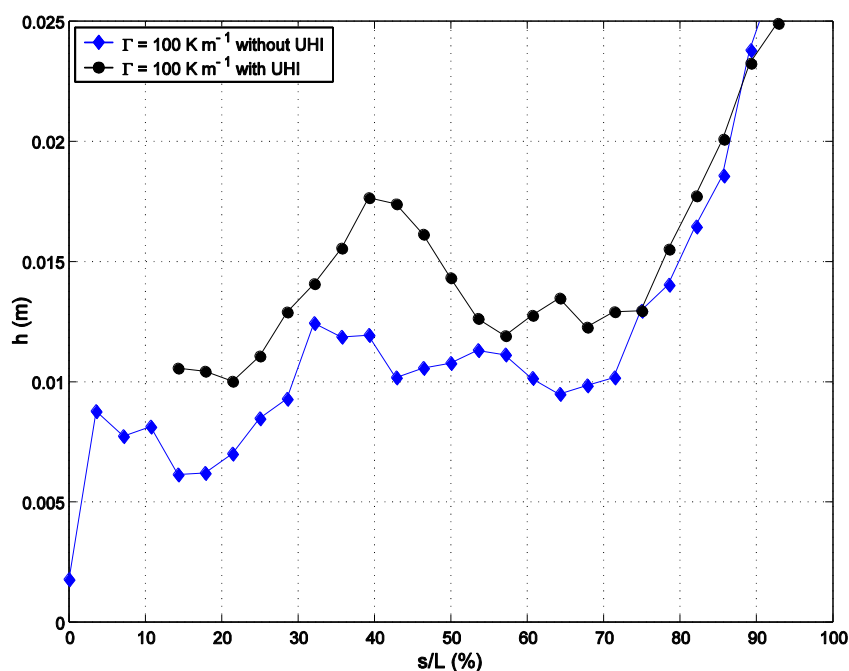


Grafico 3.2.2.9 - Spessore della corrente anabatica lungo un pendio al tempo  $t=540$  s.

Lo spessore lungo il pendio ha in entrambi i casi rappresentati un andamento molto irregolare, che manifesta una crescita con forte pendenza fino ad un massimo, raggiunto tra il 35 % ed il 40 % della lunghezza del pendio (Grafico 3.2.2.9). A valle di esso c'è un abbassamento, più marcato nel caso 1 e più lieve nel caso 2, per il quale segue poi un tratto mediamente costante. Anche per questi due profili si nota un brusco innalzamento nel tratto vicino alla base. In questo confronto tra il caso con isola (caso 1) ed il caso senza isola (caso 2) c'è una differenza di spessore che si manifesta fino al tratto influenzato dall'abbassamento di pendenza del fondo; il profilo con spessore maggiore è quello ricavato nel caso in cui l'isola di calore è presente. Anche per questo caso si possono ritenere valide le stesse considerazioni fatte per gli altri casi nei sottoparagrafi 3.1.1.4, 3.1.2.4 e 3.1.3.4.

Per i casi di corrente anabatica su due pendii è stato registrato ogni 10 secondi lo spessore raggiunto dalla corrente in corrispondenza del centro di un pendio; le medie delle velocità usate per il calcolo dello spessore sono state fatte su intervalli di 10 s, come nei casi descritti precedentemente.

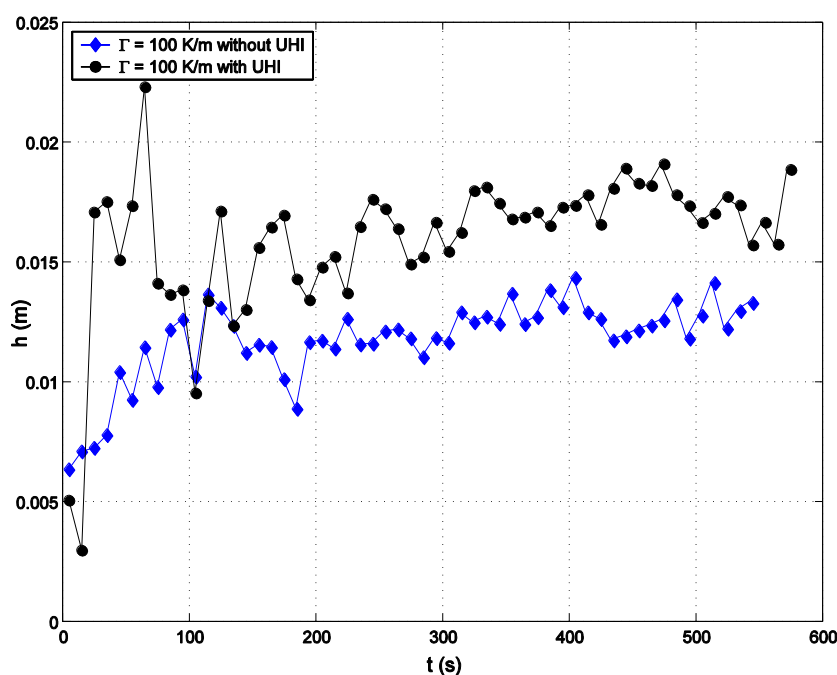


Grafico 3.2.2.10 - Evoluzione nel tempo dello spessore della corrente anabatica al centro di un pendio.

Sul pendio lo spessore della corrente anabatica cresce abbastanza rapidamente nella fase iniziale e poi inizia ad oscillare nel tempo intorno ad un valore pressoché costante in entrambi i casi (Grafico 3.2.2.10). Nel caso in cui c'è l'isola di calore (caso 2) lo spessore si mantiene sempre un poco maggiore che nel caso in cui l'isola di calore è assente (caso 1).

Nel grafico che segue sono riportati gli andamenti dei valori massimi delle componenti tangenziali della velocità nei casi 1 e 2. I profili sui quali essi sono stati valutati sono gli stessi sui quali sono stati valutati gli spessori, e sono riferiti al medesimo intervallo di mediazione.



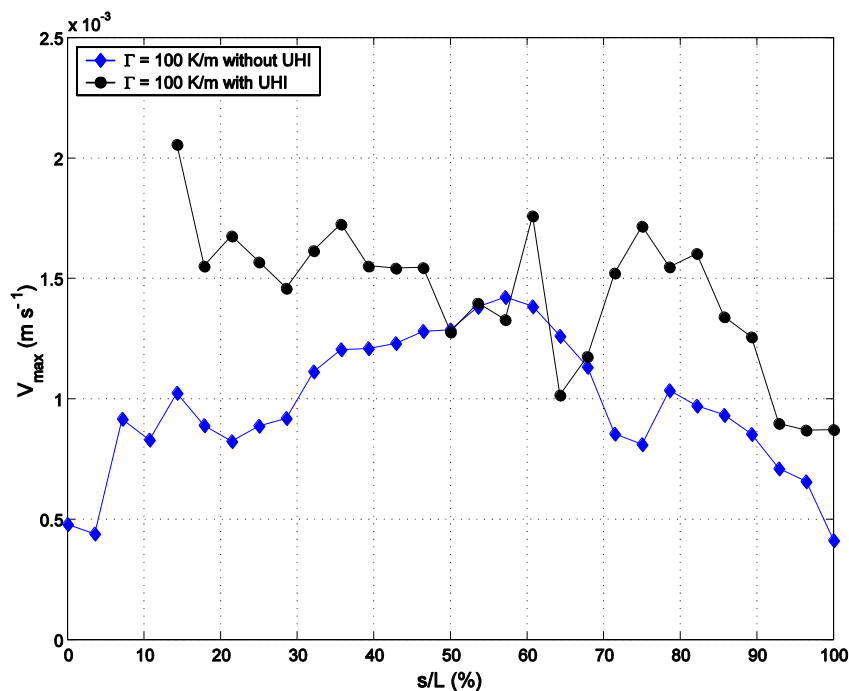


Grafico 3.2.2.11 - Velocità massima della corrente anabatica lungo un pendio al tempo  $t=540$  s.

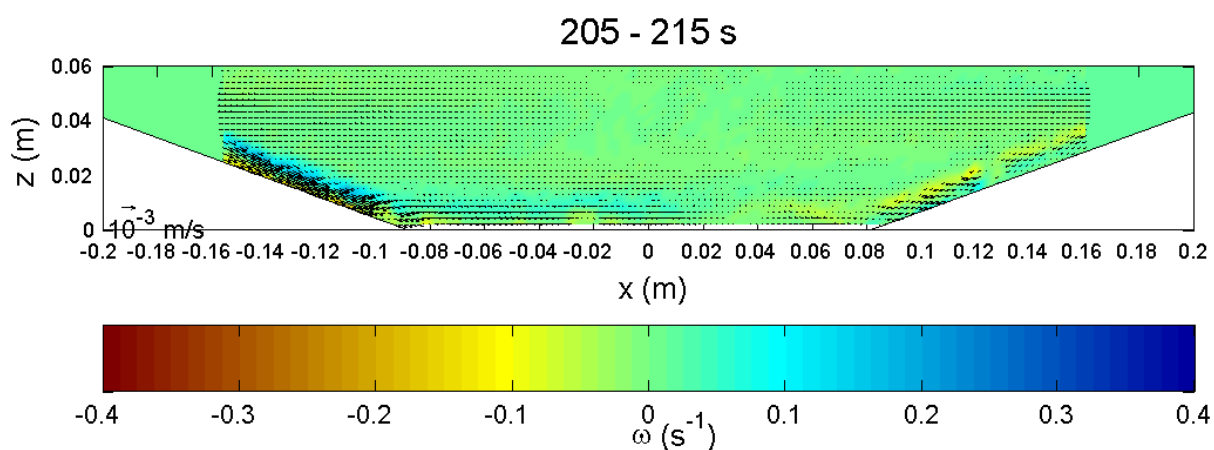
I profili della massima velocità tangenziale lungo il pendio sono molto irregolari in entrambi i casi; nel caso 1 si possono notare una tendenza alla crescita nelle sezioni iniziali del pendio ed una tendenza alla diminuzione nelle sezioni vicine alla pianura, con un massimo relativo che viene raggiunto vicino al centro del pendio (Grafico 3.2.2.11). Nel caso 2 il grafico presenta un andamento tendenzialmente decrescente, ma ha oscillazioni molto irregolari; la velocità massima si mantiene sempre maggiore di quella che si vede nel caso 1. Per quanto riguarda questi andamenti e anche la motivazione della diminuzione della velocità massima registrata in prossimità della sezione di base del pendio, si possono vedere i Grafici 3.1.1.17 e 3.1.3.11 nei sottoparagrafi 3.1.1.4 e 3.1.3.4.

Nei casi studiati l'isola di calore risulta influire sullo spessore e sulla velocità della corrente di pendio.

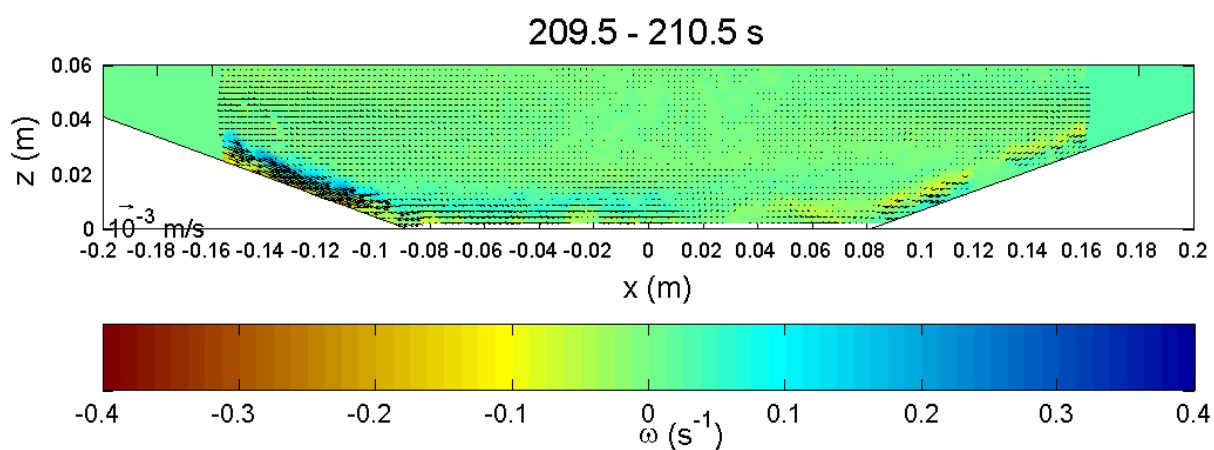
### 3.2.3 Caso 3. Correnti catabatiche senza isola di calore

Qui vengono presentati i risultati relativi al caso 3, nel quale in una valle chiusa e simmetrica si formano le correnti catabatiche. Il raffreddamento dei pendii ha inizio nell'istante in cui avviato dell'esperimento ( $t=0$ ).

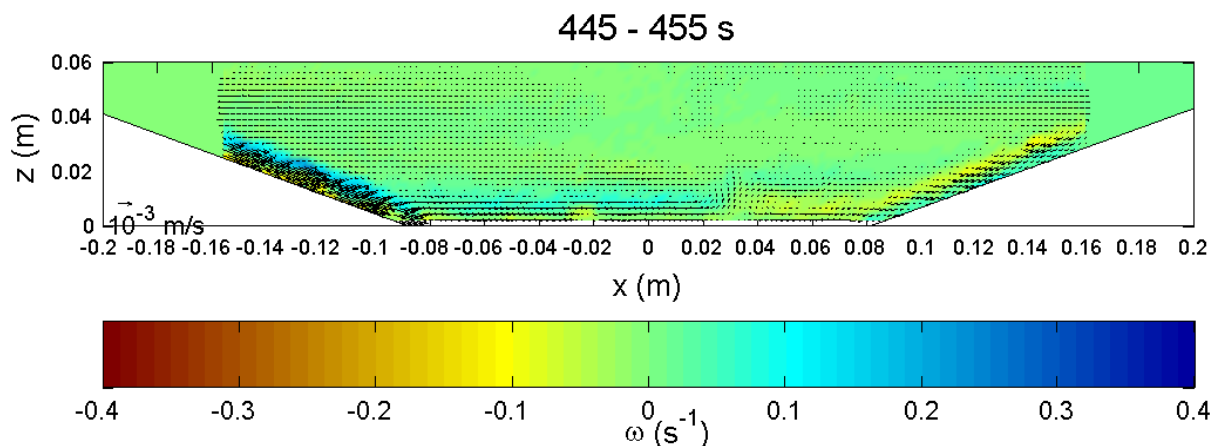
#### 3.2.3.1. Evoluzione del campo di velocità



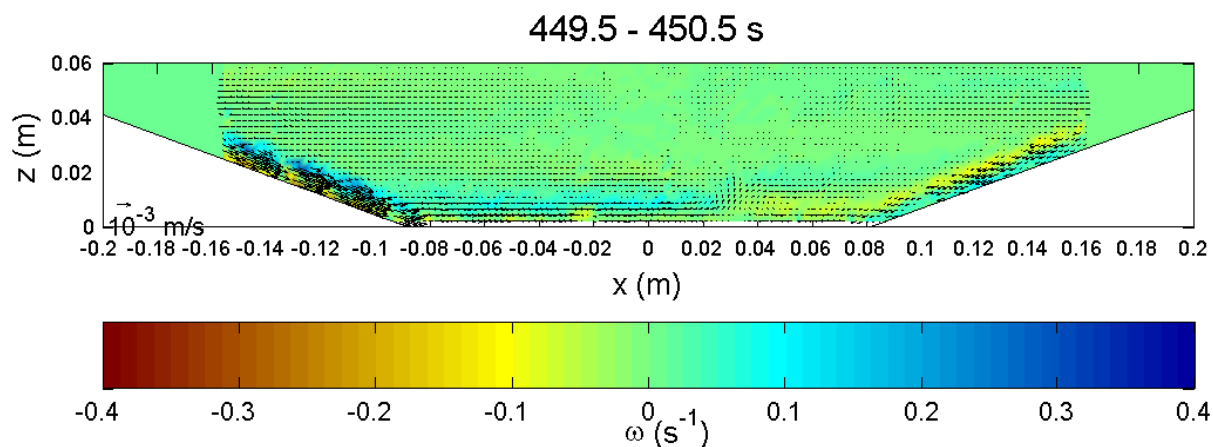
Mappa 3.2.3.1 - Campo fluidodinamico al tempo  $t=210$  s (caso 3,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ , media su 10 s)



Mappa 3.2.3.2 - Campo fluidodinamico al tempo  $t=210$  s (caso 3,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ , media su 1 s)

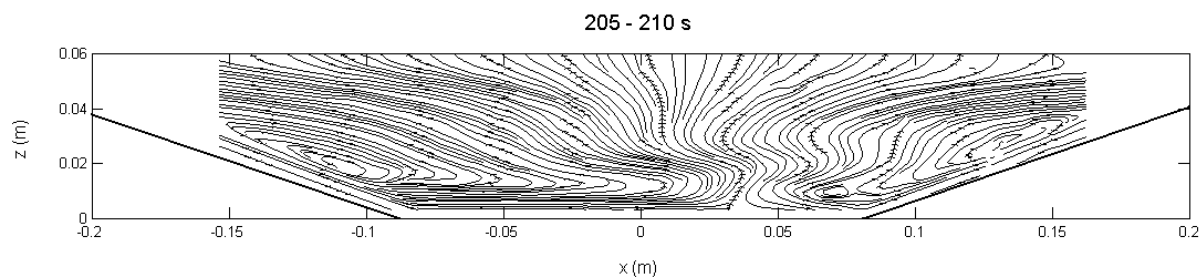


Mappa 3.2.3.3 - Campo fluidodinamico al tempo  $t=450$  s (caso 3,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ , media su 10 s)

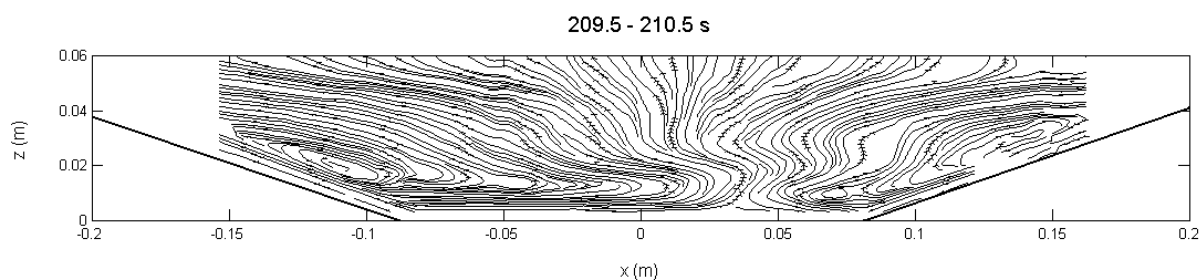


Mappa 3.2.3.4 - Campo fluidodinamico al tempo  $t=450$  s (caso 3,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ , media su 1 s)

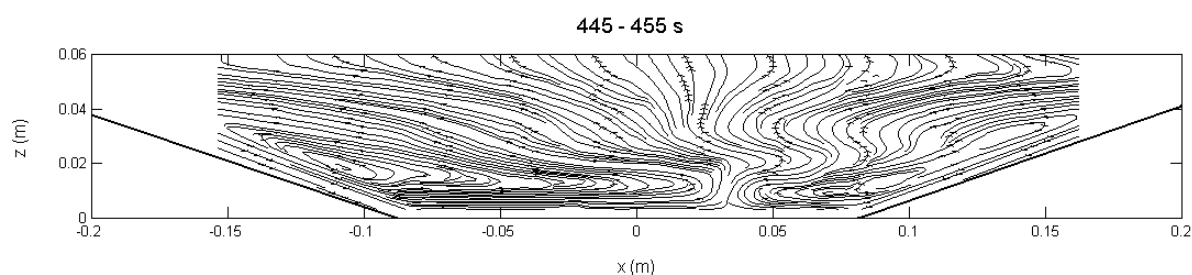
Nel campo riguardante questa simulazione si vedono chiaramente in azione le correnti catabatiche che dai due pendii scendono a valle (Mappe da 3.2.3.1 a 3.2.3.4), con delle velocità che non si smorzano rapidamente all'arrivo nella zona piana, ma si mantengono rilevanti fino all'incontro tra le due correnti (Mappa 3.2.3.6). L'incontro si verifica in un punto piuttosto distante dal centro della valle, per una mancanza di simmetria tra i flussi di calore sui due pendii. Nella zona che è intorno a quel punto, di coordinata  $x=25 \text{ mm}$ , avviene la dissipazione dell'energia cinetica residua delle due correnti; in quella regione si forma una struttura, che comincia ad essere osservabile stabilmente a partire dai 450 s dopo l'inizio delle riprese (Mappa 3.2.3.8), che consiste in un pennacchio di altezza pari a 25 mm, caratterizzato da una velocità massima di circa  $0.3 \text{ mm/s}$ . Con questo fenomeno non è possibile la formazione della piscina fredda (paragrafo 1.1), almeno in tempi brevi.



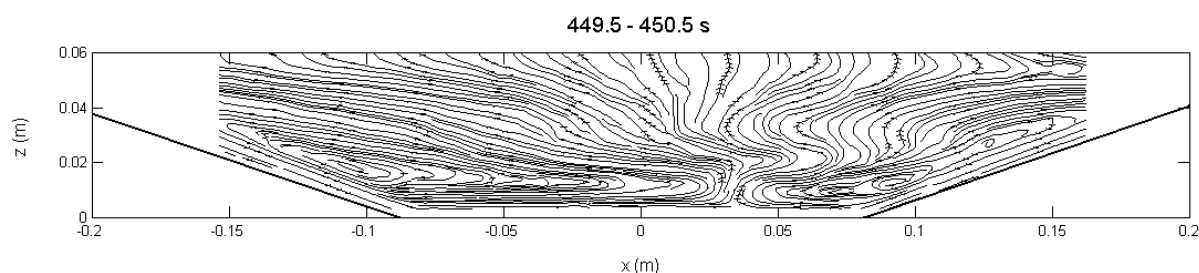
Mappa 3.2.3.5 - Linee di corrente al tempo  $t=210$  s del caso 1 ( $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ), campo mediato su 10 s.



Mappa 3.2.3.6 - Linee di corrente al tempo  $t=210$  s del caso 1 ( $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ), campo mediato su 1 s.



Mappa 3.2.3.7 - Linee di corrente al tempo  $t=450$  s del caso 1 ( $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ), campo mediato su 10 s.



Mappa 3.2.3.8 - Linee di corrente al tempo  $t=450$  s del caso 1 ( $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ), campo mediato su 1 s.

Dalla regione centrale della valle ha inizio il moto di risalita delle correnti di compensazione, dirette verso i pendii con una bassa inclinazione verso l'alto, che vanno a completare una circolazione che si compone di due celle convettive di grandi dimensioni. Ciascuna di queste celle occupa all'incirca la metà della sezione della valle e la sua estensione in direzione verticale è molto vicina all'altezza dei pendii (Mappa 3.2.3.8). Diversamente da quanto si vede nella configurazione di valle aperta (sottoparagrafo 3.1.2.1), l'estensione orizzontale di ciascuna cella è limitata dalla presenza del pendio opposto e dai suoi effetti, come è stato osservato anche nei casi delle correnti anabatiche (sottoparagrafo 3.2.1.1).

### 3.2.3.2. *Profili di temperatura*

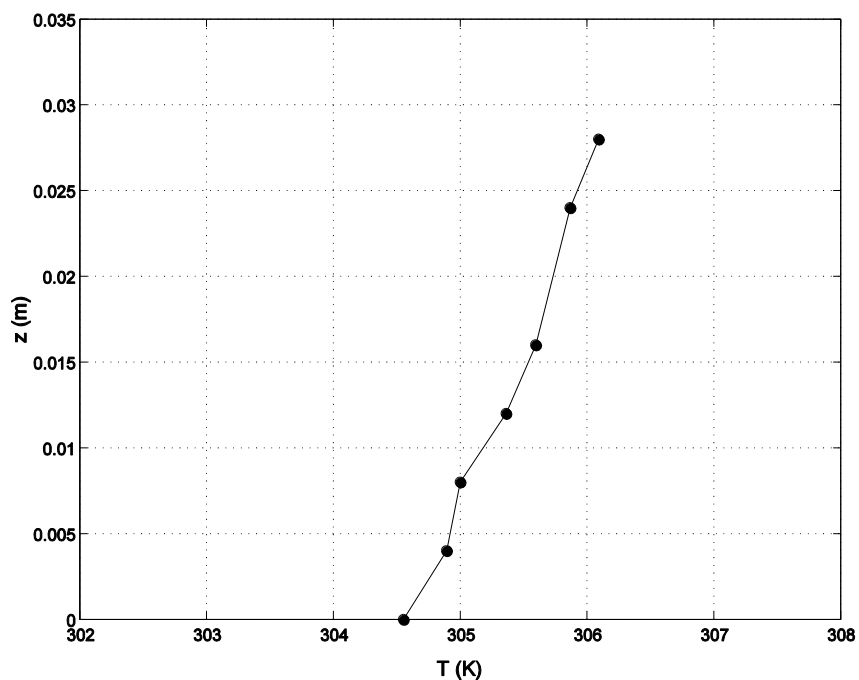


Grafico 3.2.3.1 - Stratificazione termica iniziale (caso 3,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ )

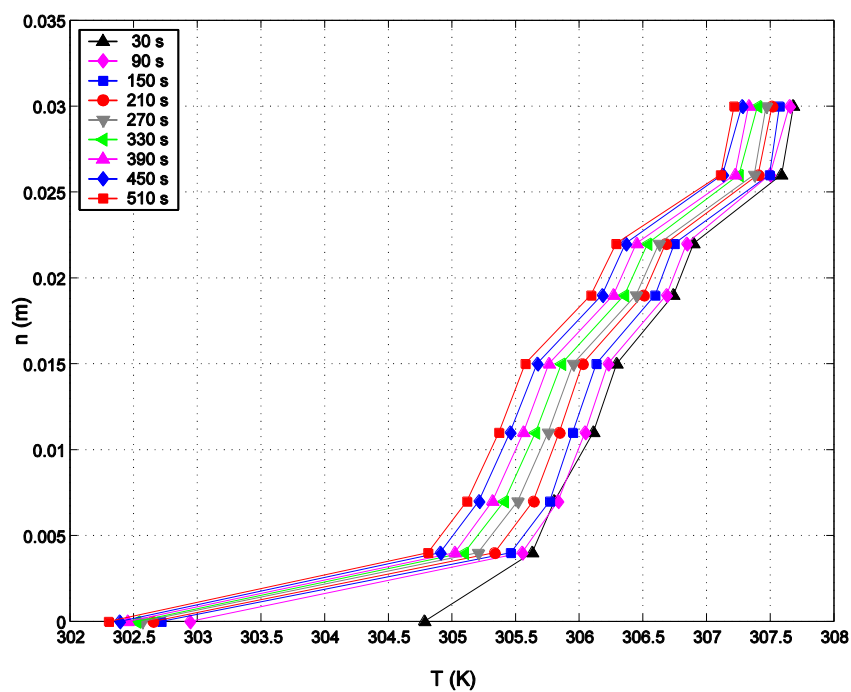
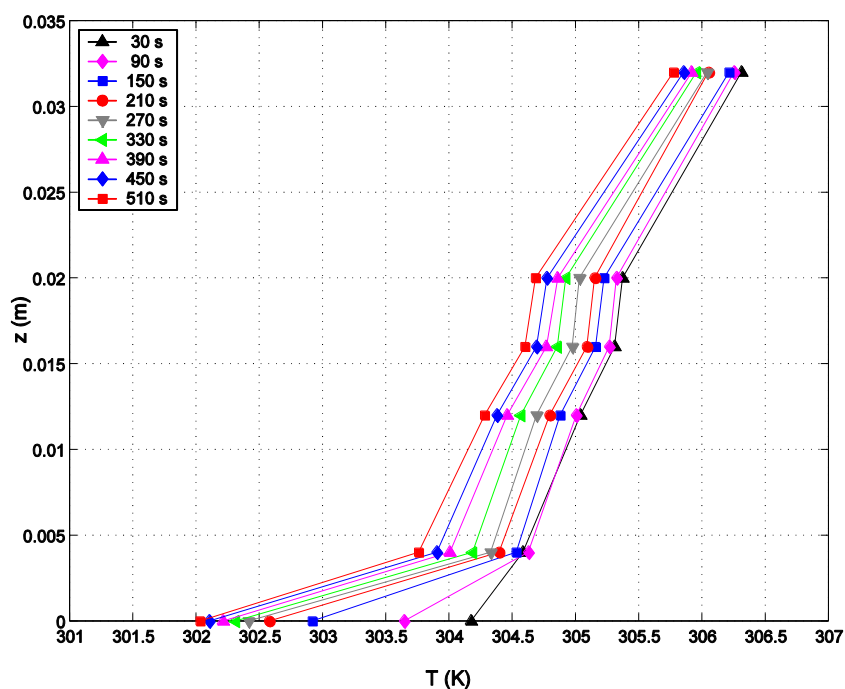
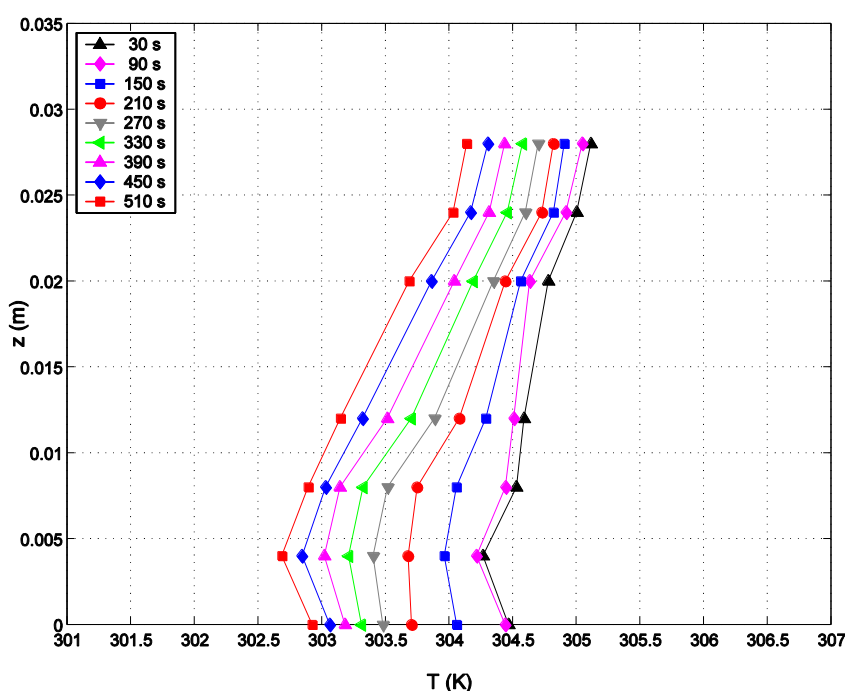


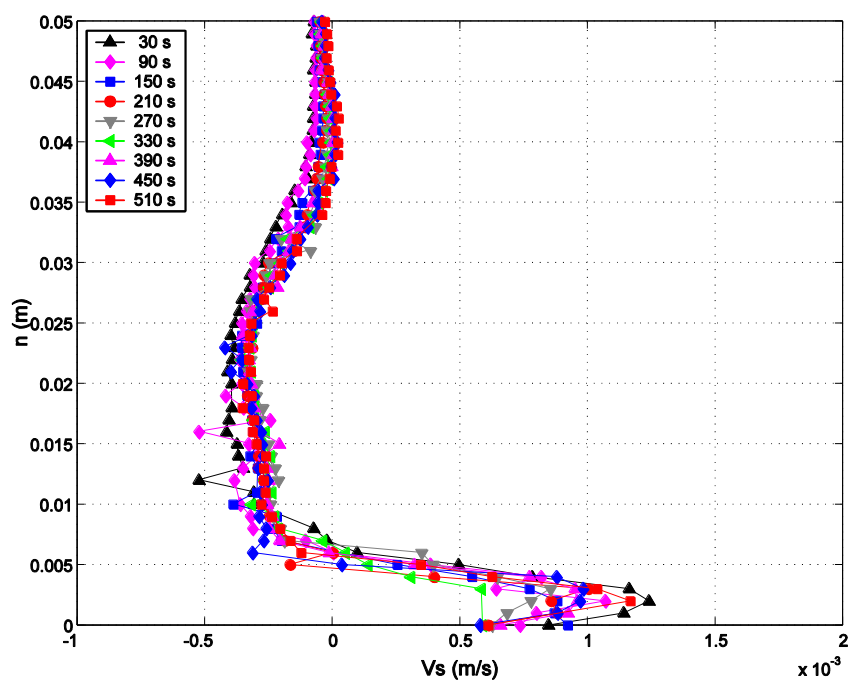
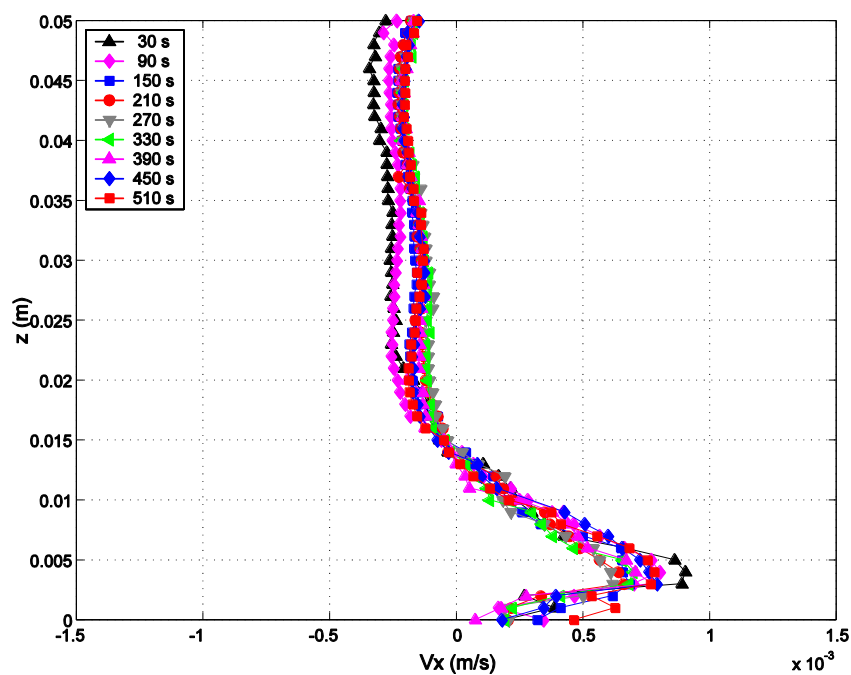
Grafico 3.2.3.2 - Centro del pendio, profilo C (caso 3,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ )

Grafico 3.2.3.3 - Piede del pendio, profilo B (caso 3,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ )Grafico 3.2.3.4 - Centro della valle, profilo A (caso 3,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ )

In corrispondenza del centro del pendio, cioè sul profilo C, si può osservare che al di sopra dei 5 mm di distanza dal suolo i profili evolvono nel tempo traslando verso la sinistra del grafico e mantenendo inalterata la loro forma, cioè il gradiente verticale della temperatura non cambia, ma la temperatura subisce una diminuzione di entità pressoché uniforme (circa 1 K tra i 30 s ed i 510 s) lungo l'intera altezza monitorata dalle termocoppie. In vicinanza del pendio si registra invece una diminuzione molto accentuata della temperatura, di circa 3 K

dopo i 510 s, quindi una brusca variazione locale del gradiente termico, che interessa uno spessore di 6 mm (Grafico 3.2.3.2). Tale diminuzione è molto rapida nella fase iniziale (i primi 90 s) e più lenta ma persistente per la restante parte della prova. Al piede del pendio si osserva un comportamento simile, con i profili che manifestano un abbassamento pressoché uniforme della temperatura (0.8 K tra i 30 s ed i 510 s) al di sopra dei 5 mm di distanza dal suolo ed una diminuzione molto più marcata al di sotto dei 5 mm, che arriva a circa 2.2 K dopo i 510 s in corrispondenza del fondo (Grafico 3.2.3.3). Al centro della valle il profilo tende ad uniformarsi verticalmente nella prima fase della prova (fino ai 90 s) e poi la sua pendenza media aumenta lentamente con il trascorrere del tempo (Grafico 3.2.3.4). Ciò avviene contemporaneamente ad un abbassamento della temperatura distribuito su tutta l'estensione del profilo, che resta termicamente stabile dai 4 mm sopra il fondo in su. Vicino al fondo la diminuzione della temperatura alla fine della prova, cioè dopo i 510 s, è di circa 1.5 K. La zona interessata dalla struttura che si forma in seguito a questo scontro si trova vicino al profilo A soltanto nella fase iniziale della prova, perché per tempi successivi tale struttura non è localizzata lì, ma si sposta progressivamente fino ad arrivare ad una distanza massima di 25 mm a destra di A; non è dunque possibile valutarne gli effetti sulla distribuzione verticale della temperatura.

Il raffreddamento dei pendii produce una diminuzione immediata della temperatura del fluido che vi è a contatto, mentre alla base dei pendii tale effetto arriva in ritardo e procede meno rapidamente nella prima metà della prova, divenendo comunque molto forte nella fase finale. Infatti questa zona è raffreddata esclusivamente per il passaggio della corrente catabatica, che vi apporta acqua a temperatura minore. Nella pianura si ha un analogo meccanismo di raffreddamento, ma il fluido raffreddato arriva in rallentamento, quindi i suoi effetti sono ulteriormente ritardati. Dalla zona centrale della valle partono le correnti di ritorno, che sono responsabili del raffreddamento di carattere omogeneo che si osserva nei tratti superiori dei tre profili. Con queste dinamiche di trasferimenti del calore un abbassamento di temperatura arriva a coinvolgere l'intero volume della valle. Sul profilo A la distribuzione di temperatura non ha un'evoluzione che caratterizza la formazione di una piscina fredda. In un caso del genere si vedrebbe infatti un tratto vicino al fondo, di spessore crescente nel tempo, con un gradiente di temperatura più alto di quello dello strato che lo sovrasta (come si può vedere ad esempio nel lavoro di *Catalano & Cenedese, 2010*).

3.2.3.3. *Profili di velocità*Grafico 3.2.3.5 - Centro del pendio, profilo C (caso 3,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ )Grafico 3.2.3.6 - Piede del pendio, profilo B (caso 3,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ )



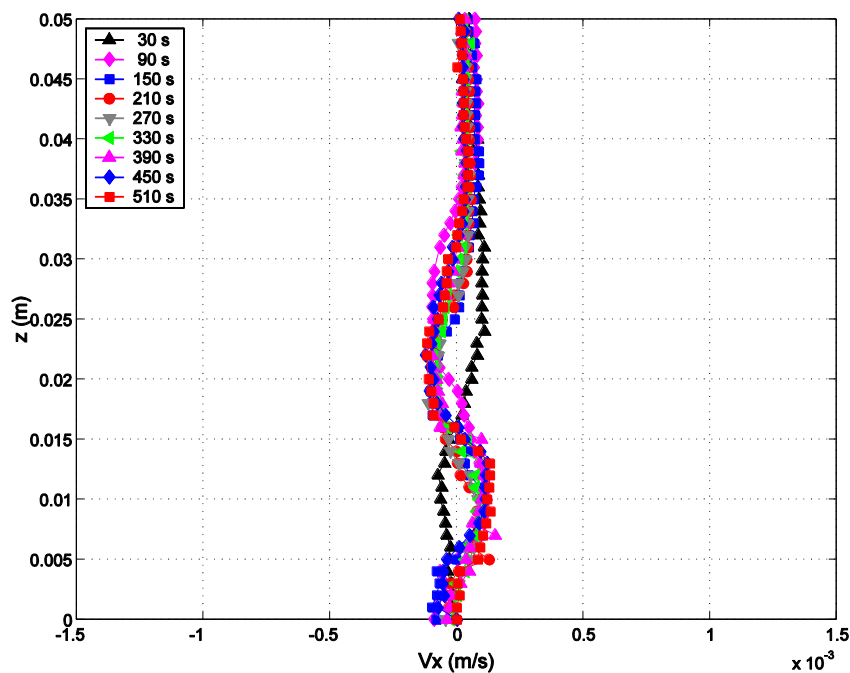


Grafico 3.2.3.7 - Centro della zona di scontro tra correnti, profilo A', 25 mm a destra del profilo A, (caso 3,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ )

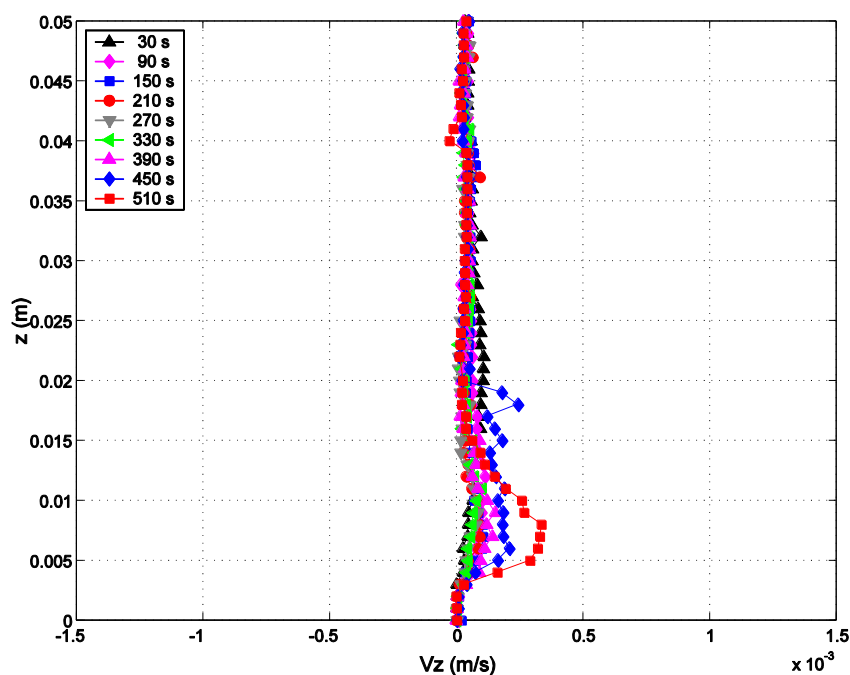


Grafico 3.2.3.8 - Centro della zona di scontro tra correnti, profilo A', 25 mm a destra del profilo A, (caso 3,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ )

Al centro del pendio la corrente catabatica si estende per un'altezza di 5-8 mm ed il picco di velocità raggiunge il massimo di 1.2 mm/s al tempo di 30 s, poi decresce leggermente, oscillando con piccole variazioni nel tempo (Grafico 3.2.3.6). Le correnti di ritorno sono caratterizzate da un andamento ondulato della velocità in funzione dell'altezza; i loro valori massimi arrivano a 0.4 mm/s ai 30 s e poi tendono ad abbassarsi leggermente. Al piede del pendio la corrente presenta uno spessore più alto, sempre intorno ai 12-14 mm, con picchi di

velocità che variano molto poco nel tempo per tutta la durata del filmato; il loro valore massimo viene raggiunto nella fase iniziale della corrente, cioè dopo 30 s, ed è pari a 0.9 mm/s (Grafico 3.2.3.7). Sul medesimo profilo B lo spessore della corrente di compensazione varia molto poco e la velocità decresce leggermente, subendo delle oscillazioni; il valore massimo della sua velocità è di 0.35 mm/s, raggiunto anche qui dopo un tempo di 30 s. Sul profilo A', che si trova 25 mm a destra del profilo A (quindi ad  $x=25$  mm), si osserva una componente orizzontale molto bassa in vicinanza del fondo, dove dopo i primi 150 s essa diminuisce progressivamente, fino a portarsi ad un valore praticamente nullo nel profilo del tempo 510 s (Grafico 3.2.3.8). E' in quella fase dell'esperimento che il centro della struttura a pennacchio è localizzato sul profilo A'. Lungo la sua intera estensione questo profilo si presenta ondulato intorno allo 0, con un massimo positivo ed uno negativo, entrambi di valore assoluto pari a circa 0.1 mm/s, che vengono raggiunti rispettivamente intorno alle quote 12 mm e 24 mm. Il segno della velocità cambia sia intorno ai 16 mm, sia intorno ai 30 mm; oltre questa quota la componente di velocità è ancora positiva, ma i suoi valori vanno sempre più avvicinandosi allo 0 con il trascorrere del tempo. Questo profilo è dovuto alla presenza della struttura a pennacchio, che può essere approssimativamente considerata simmetrica intorno ad un asse obliquo, passante per un punto del fondo che si trova alla sinistra del profilo A' prima dei 510 s. Il lento movimento che si vede al di sopra dei 30 mm è una corrente di ritorno in una posizione vicina alla zona centrale della valle. Sullo stesso profilo la componente verticale della velocità ha sempre valori piuttosto bassi, ma ha un massimo che cresce con l'avanzare della prova, la cui quota però rimane sempre a 8 mm. Tale massimo ha valori intorno a 0.1 mm/s e raggiunge 0.3 mm/s nella fase finale (510 s). Ciò è legato alle dimensioni del pennacchio, che raggiunge i 15-20 mm circa di altezza, ed anche alla sua posizione, poiché esso risulta centrato in A' sul fondo dopo i 510 s. Nella porzione centrale della valle non c'è una zona di quiete reale, da potersi identificare con una piscina fredda, coerentemente con quanto è stato osservato dal profilo A di temperatura (Grafico 3.2.3.4).

Da questi profili si osserva un campo di moto medio che può considerarsi stazionario dopo circa 90 s dall'inizio del raffreddamento dei pendii, anche se la velocità presenta delle oscillazioni. Si individuano tre tratti essenziali della struttura a cella che occupa la metà sinistra della valle. Lungo il pendio c'è lo scivolamento della corrente, con spessore sottile; tale scivolamento prosegue lungo la valle, dopo essere rallentato e deviato in direzione orizzontale nel passaggio al piede del pendio, dove si ha anche una crescita del suo spessore. Il moto orizzontale non si esaurisce prima della metà della valle (si può vedere per confronto il sottoparagrafo 3.1.2.3), quindi arriva, con un'energia cinetica consistente, a scontrarsi con il tratto di moto orizzontale della cella opposta nel punto localizzato sul profilo A' (Grafici 3.2.3.7 e 3.2.3.8). Si vede infine la corrente di ritorno, che è guidata dallo stabilirsi di una sovrappressione nella valle e di una depressione sulla zona del pendio, entrambe legate all'azione della corrente catabatica, che sposta fluido verso valle; essa chiude la circolazione di questa cella e riporta acqua raffreddata verso i pendii, secondo una direzione vicina a quella orizzontale, leggermente inclinata verso l'alto. Questa corrente incrementa l'entrainment all'interfaccia con la corrente catabatica per l'azione di scorrimento sopra di essa. Non si

manifesta la formazione di una piscina fredda al fondo della valle, perché l'azione delle correnti di pendio è molto intensa in relazione con l'estensione della valle riprodotta nel modello.

#### 3.2.3.4. *Profili delle covarianze della velocità*

Le varianze e la covarianza delle componenti della velocità sono state calcolate su intervalli di 10 secondi (100 frames), lungo il profilo passante per il centro del pendio di sinistra (profilo C), come per i casi 1 e 2 (sottoparagrafi 3.2.1.4 e 3.2.2.4).

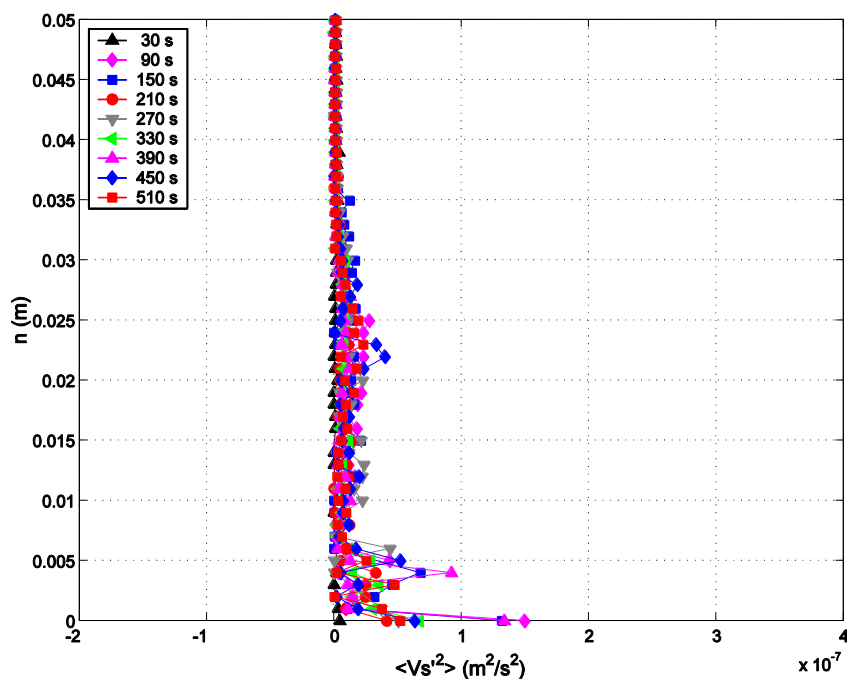


Grafico 3.2.3.9 - Profili della varianza della componente tangenziale della velocità, presa al centro del pendio, nel caso 3 ( $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ).

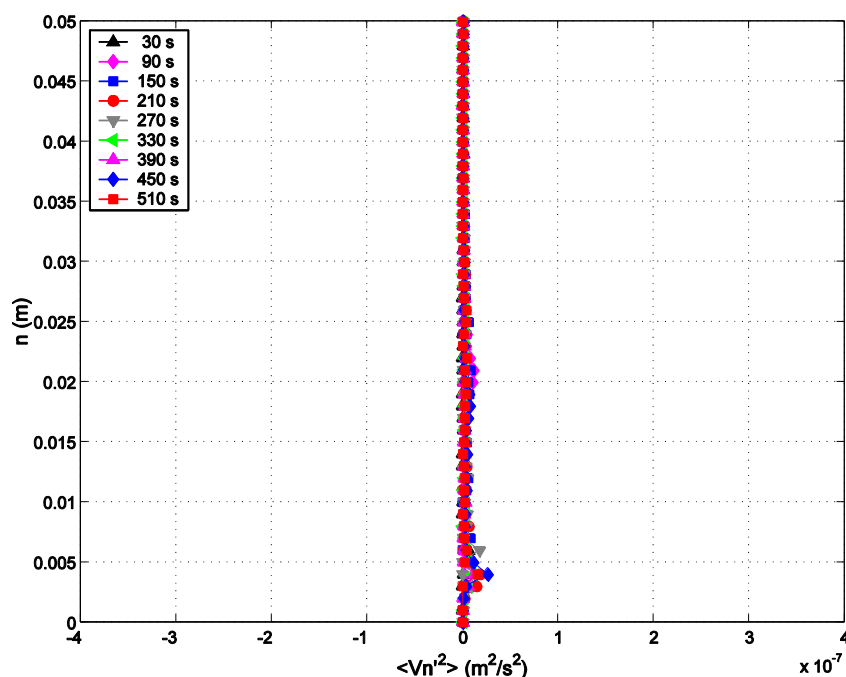


Grafico 3.2.3.10 - Profili della varianza della componente normale della velocità, presa al centro del pendio, nel caso 3 ( $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ).

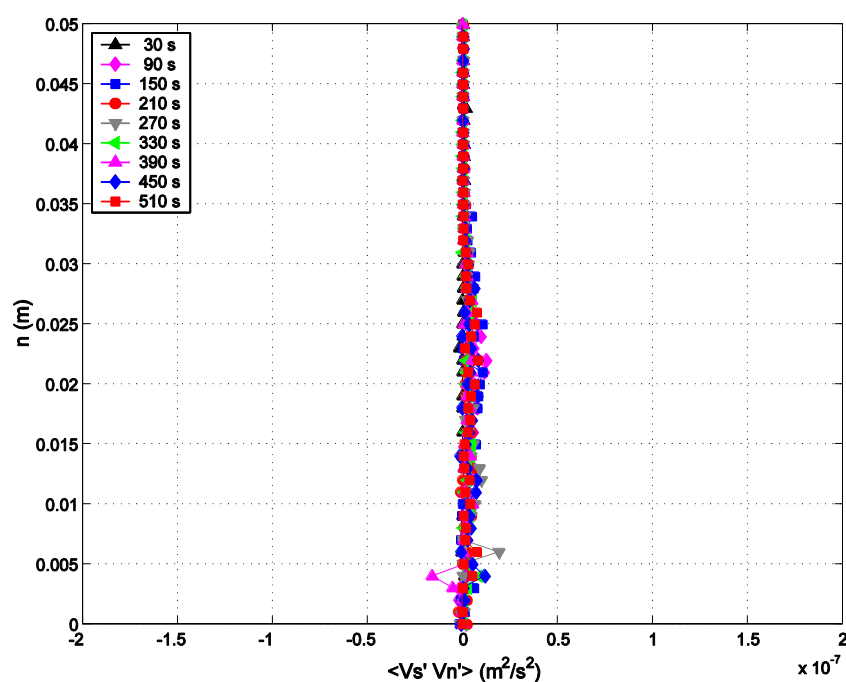


Grafico 3.2.3.11 - Profili della covarianza delle componenti della velocità, presa al centro del pendio, nel caso 3 ( $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ).

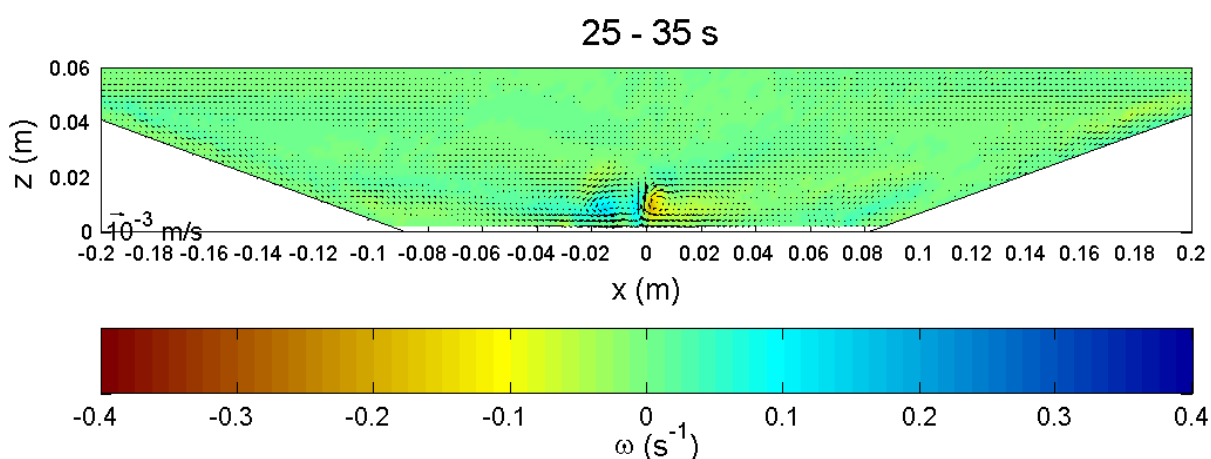
Nel caso 3 con due pendii, caratterizzato dall'azione delle correnti catabatiche, la varianza della velocità tangenziale presenta dei valori massimi sia in prossimità della superficie del pendio sia ad una distanza di circa 4 mm da questo (Grafico 3.2.3.9); l'andamento con due massimi relativi non si verifica in tutti gli intervalli. A questo proposito si vedano le analogie con i casi 1 e 3 su un pendio e con il caso 1 con due pendii, rispettivamente descritti nei sottoparagrafi 3.1.1.5, 3.1.3.5 e 3.2.1.4, che è bene ricordare che riguardano condizioni

diurne; nei casi notturni finora presentati non è stato riscontrato un profilo con due massimi relativi della varianza della componente tangenziale (sottoparagrafo 3.1.2.5). Oltre i 7-8 mm di distanza, che corrispondono all'interfaccia tra la corrente catabatica e la corrente di ritorno (Grafico 3.2.3.5), questa componente assume valori pressoché nulli. La varianza della componente normale della velocità presenta ovunque valori molto bassi e raggiunge un massimo relativo ad una distanza di circa 4 mm dal pendio, quindi arriva a valori quasi nulli intorno ai 30 mm, rimanendo nulla anche oltre (Grafico 3.2.3.10). La covarianza delle componenti della velocità presenta degli scostamenti significativi, con segno positivo, dal valore nullo, dalla superficie del pendio fino ad una distanza di circa 30 mm (Grafico 3.2.3.11), che è prossima al limite inferiore della zona di quiete che sovrasta la corrente di ritorno. I valori più alti vengono raggiunti tra i 4 mm ed i 6 mm. La forma di questi profili nei vari intervalli di tempo è molto irregolare; questo lascia spazio all'ipotesi che essi siano molto influenzati dal rumore degli spostamenti delle particelle individuate nelle immagini analizzate.

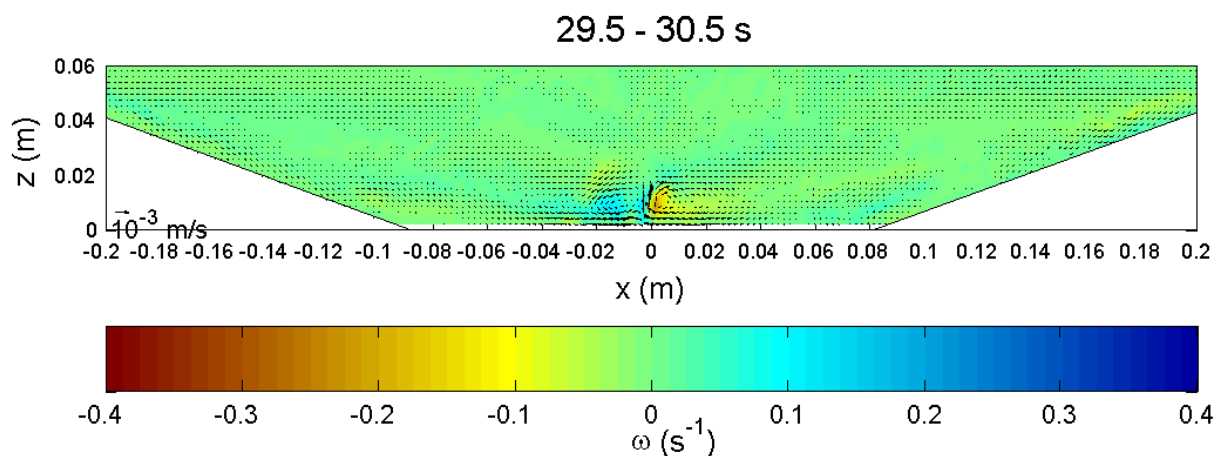
### 3.2.4 Caso 4. Correnti catabatiche con isola di calore

In questo sottoparagrafo ci sono i risultati ottenuti nel caso 4, che si distingue dal caso 3 perché all'interno della valle le correnti catabatiche interagiscono con un'isola di calore. In questo caso il raffreddamento dei pendii è innescato 30 s dopo l'istante iniziale, che va a coincidere con l'istante in cui inizia il riscaldamento dell'isola di calore.

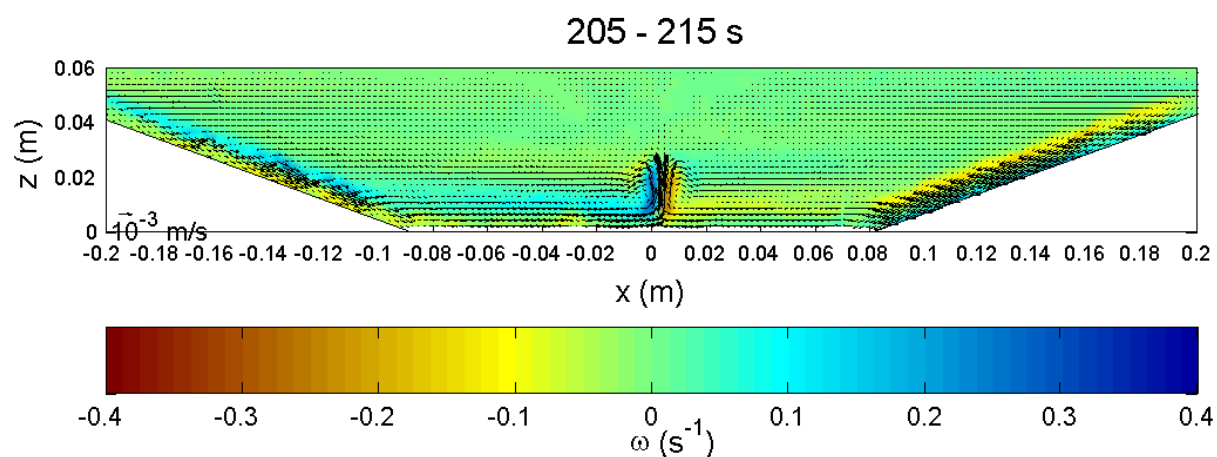
#### 3.2.4.1. Evoluzione del campo di velocità



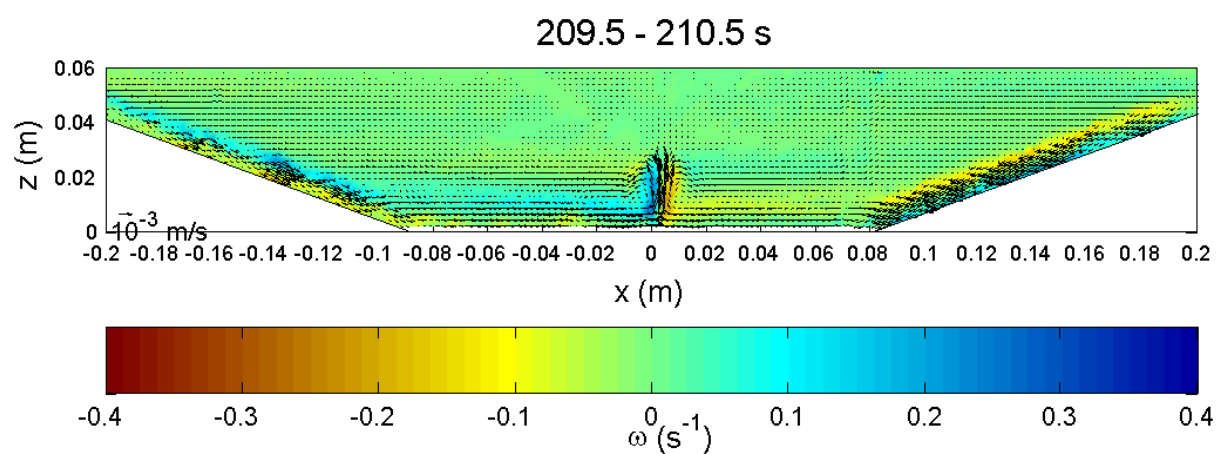
Mappa 3.2.4.1 - Campo fluidodinamico al tempo  $t=30$  s (caso 4,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ , media su 10 s)



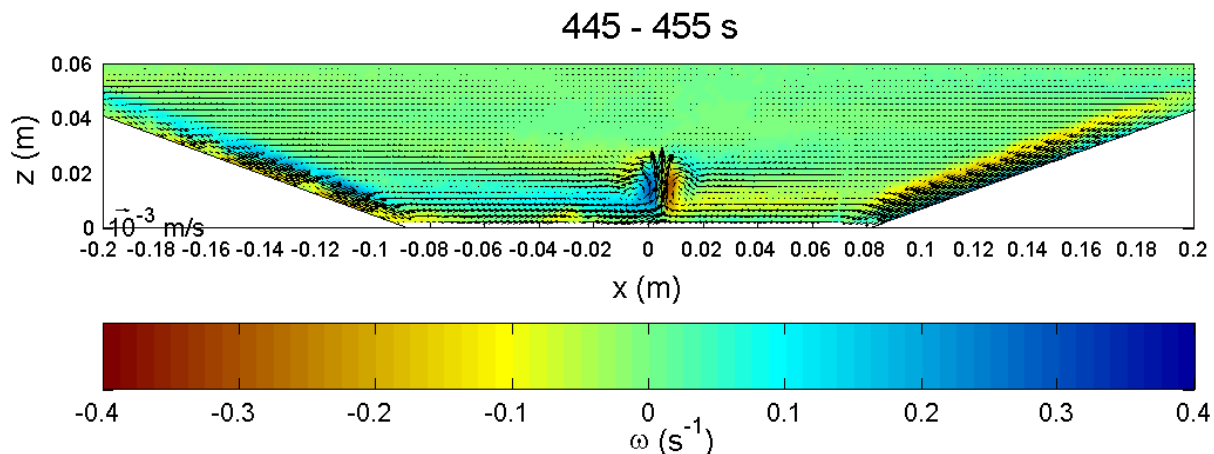
Mappa 3.2.4.2 - Campo fluidodinamico al tempo  $t=30 \text{ s}$  (caso 4,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ , media su 1 s)



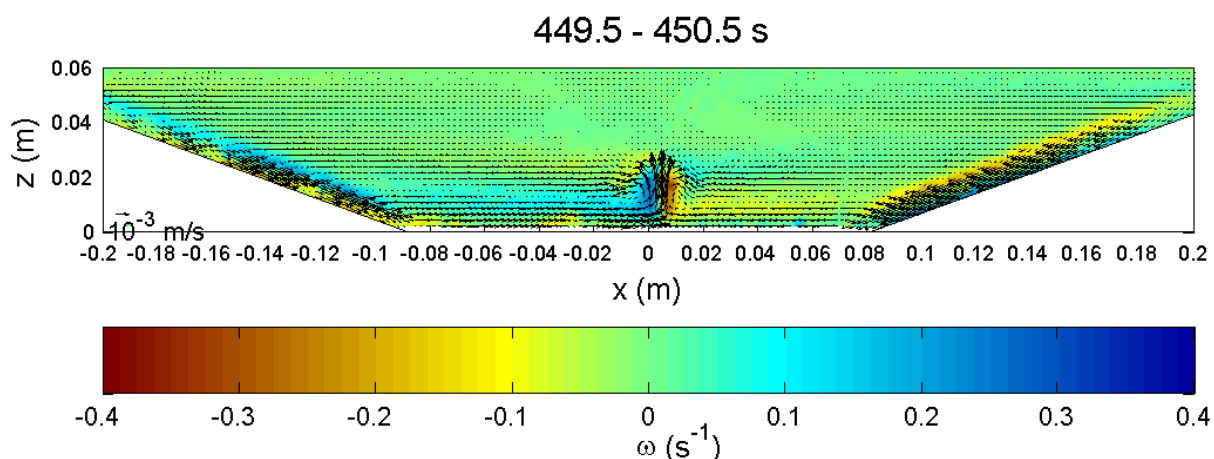
Mappa 3.2.4.3 - Campo fluidodinamico al tempo  $t=210 \text{ s}$  (caso 4,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ , media su 10 s)



Mappa 3.2.4.4 - Campo fluidodinamico al tempo  $t=210 \text{ s}$  (caso 4,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ , media su 1 s)

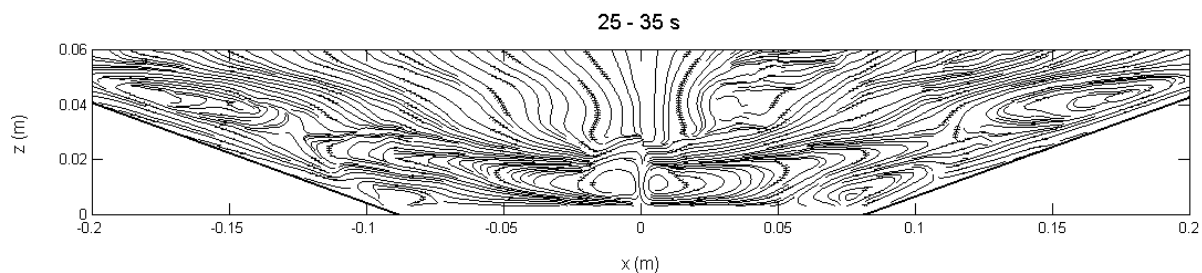


Mappa 3.2.4.5 - Campo fluidodinamico al tempo  $t=450$  s (caso 4,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ , media su 10 s)

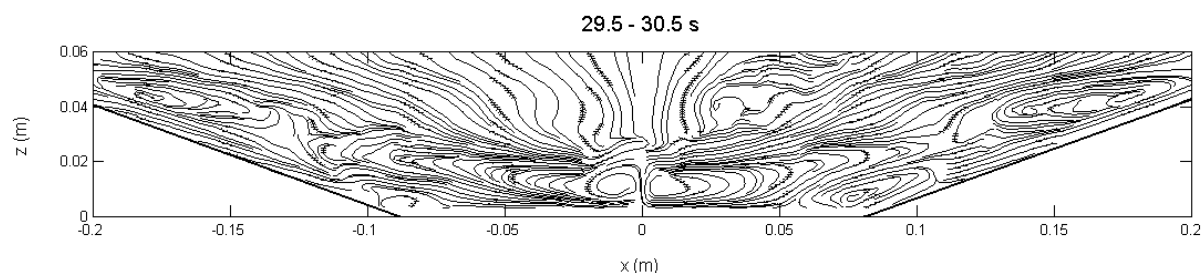


Mappa 3.2.4.6 - Campo fluidodinamico al tempo  $t=450$  s (caso 4,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ , media su 1 s)

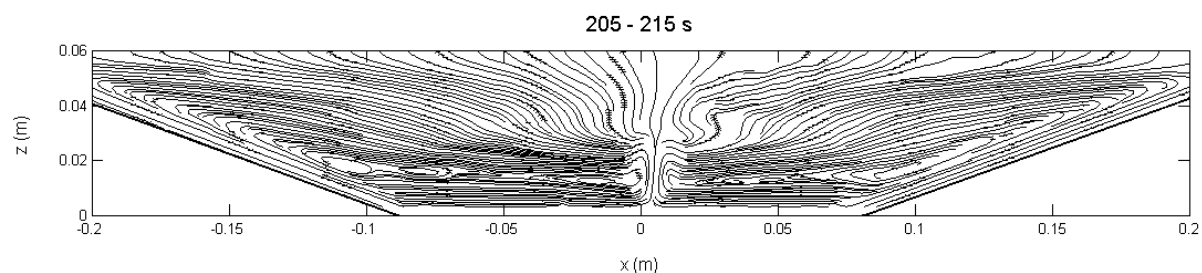
Nella fase iniziale è presente solamente l'isola di calore (probabilmente non ancora completamente sviluppata dopo 30 s dall'avvio del suo riscaldamento; Mappe 3.2.4.1, 3.2.4.2, 3.2.4.7 e 3.2.4.8). Successivamente si osservano due correnti catabatiche lungo i pendii, che come nel caso precedente (caso 3, sottoparagrafo 3.2.3) non si smorzano totalmente lungo la zona pianeggiante, ed il pennacchio generato dall'isola urbana di calore. La corrente proveniente da sinistra è poco più veloce di quella proveniente da destra ed il pennacchio risulta spostato verso destra di circa 5 mm nelle Mappe 3.2.4.3, 3.2.4.4, 3.2.4.9 e 3.2.4.10, riferite ad un tempo di 210 s, e di circa 8 mm nelle Mappe 3.2.4.5, 3.2.4.6, 3.2.4.11 e 3.2.4.12, riferite ad un tempo di 450 s.



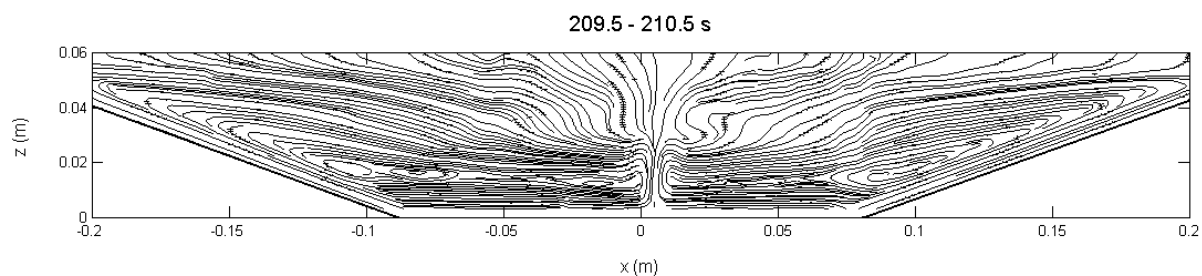
Mappa 3.2.4.7 - Linee di corrente al tempo  $t=30$  s del caso 4 ( $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ), campo mediato su 10 s.



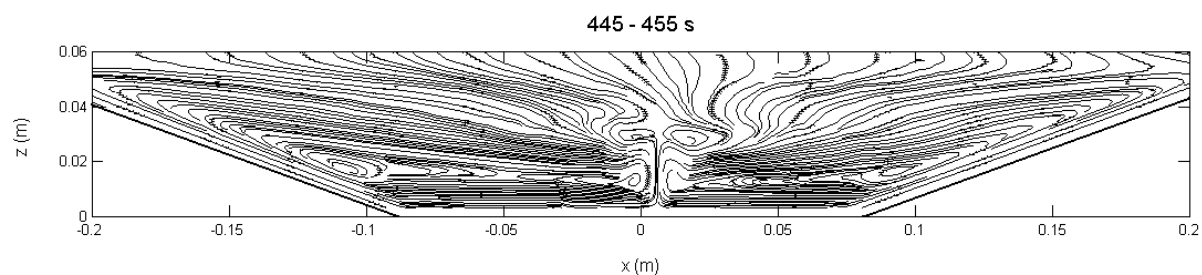
Mappa 3.2.4.8 - Linee di corrente al tempo  $t=30$  s del caso 4 ( $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ), campo mediato su 1 s.



Mappa 3.2.4.9 - Linee di corrente al tempo  $t=210$  s del caso 4 ( $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ), campo mediato su 10 s.

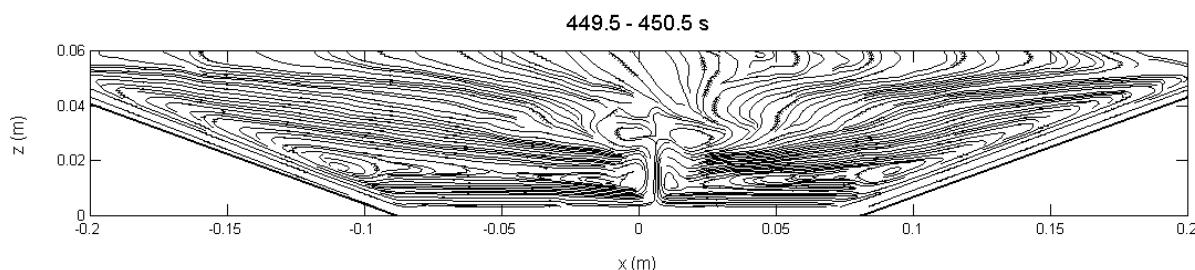


Mappa 3.2.4.10 - Linee di corrente al tempo  $t=210$  s del caso 4 ( $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ), campo mediato su 1 s.



Mappa 3.2.4.11 - Linee di corrente al tempo  $t=450$  s del caso 4 ( $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ), campo mediato su 10 s.





Mappa 3.2.4.12 - Linee di corrente al tempo  $t=450$  s del caso 4 ( $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ), campo mediato su 1 s.

Le correnti provenienti dai due pendii si scontrano sull'isola di calore, perché nella zona centrale della valle tendono ad ostacolarsi vicendevolmente e non vi arrivano con un'energia sufficiente affinché la struttura del pennacchio venga a dissolversi; trovano quindi in essa un ostacolo alla loro azione, che data la leggera asimmetria ha tuttavia come conseguenza lo spostamento del pennacchio verso il lato da cui proviene la corrente più debole. In questo caso bisogna ritenere che il pennacchio visibile nel campo osservato sia un effetto della sovrapposizione dell'isola di calore e della dissipazione di energia che avviene al suo interno, all'incontro tra le due correnti catabatiche. Pertanto con la configurazione vista le correnti catabatiche causano un innalzamento ed un'intensificazione della velocità media verticale del pennacchio. All'interno della valle si instaura una circolazione formata da due grandi celle pressoché simmetriche, rotanti in versi opposti. Queste strutture hanno le stesse caratteristiche che si incontrano nel caso 3 (sottoparagrafo 3.2.3.1), ma le correnti orizzontali che scorrono nella valle si fondono con le correnti convergenti dell'isola di calore. La risalita di acqua sopra l'isola di calore alimenta la corrente di ritorno dal centro della valle. La circolazione è simile a quella del caso 3, ma la presenza dell'isola di calore intensifica le correnti che la costituiscono e la rende maggiormente simmetrica.

### 3.2.4.2. Profili di temperatura

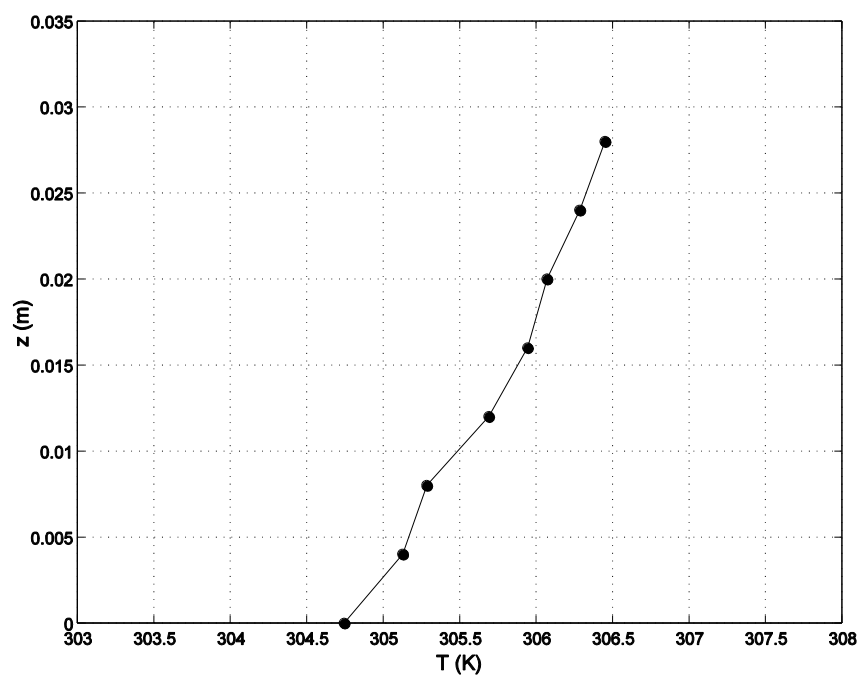


Grafico 3.2.4.1 - Stratificazione termica iniziale (caso 4,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ )

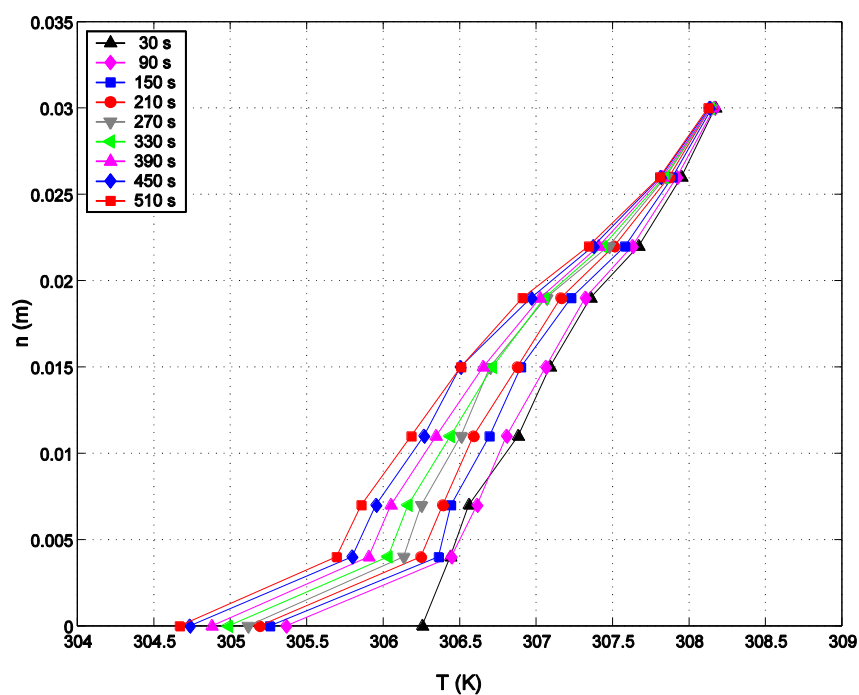


Grafico 3.2.4.2 - Centro del pendio, profilo C (caso 4,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ )

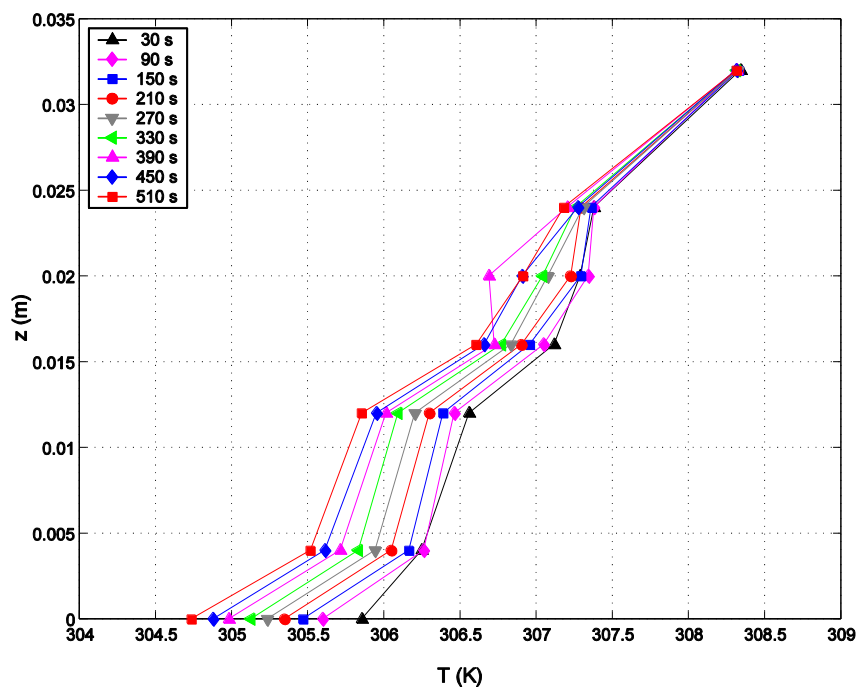


Grafico 3.2.4.3 - Piede del pendio, profilo B (caso 4,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ )

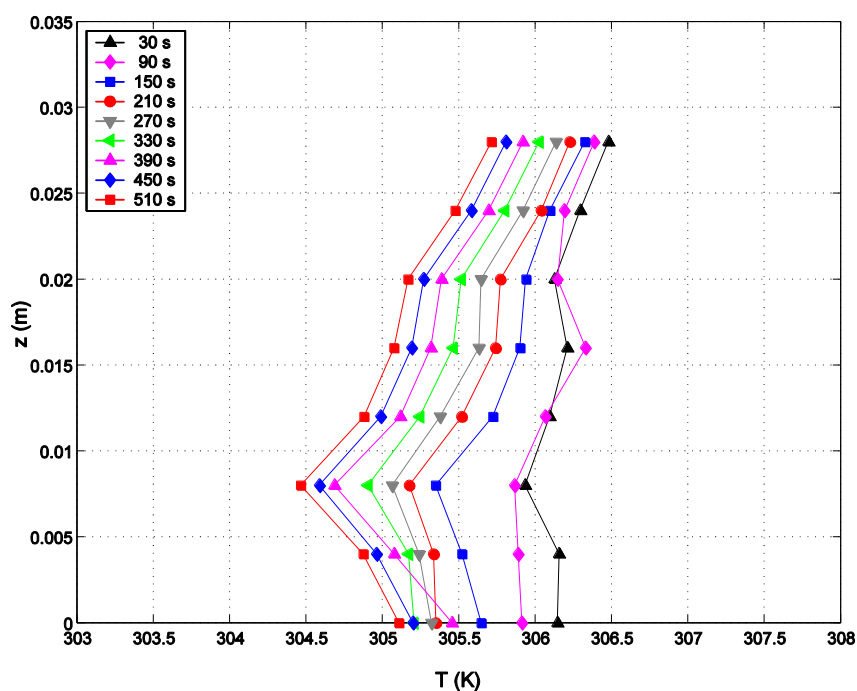


Grafico 3.2.4.4 - Centro della valle, profilo A (caso 4,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ )

Sul profilo C la temperatura si abbassa in modo molto accentuato vicino alla superficie del pendio; al di sopra dei 6 mm, la diminuzione della temperatura scende gradualmente con la distanza, fino a non essere più apprezzabile oltre i 30 mm (Grafico 3.2.4.2). Al piede del pendio si nota un analogo andamento della temperatura nel tempo (Grafico 3.2.3.3), ma il raffreddamento che c'è in prossimità del fondo (1 K) è minore di quello che si osserva sul profilo C (1.4 K). Al centro dell'isola di calore ( $x=0$ ) si verifica un innalzamento brusco della

temperatura, fino ad una distanza dal fondo di circa 25 mm, dopo i primi 90 s (1.5 K). Qui la temperatura assume un andamento tendenzialmente uniforme, ma caratterizzato da alcune distorsioni (Grafico 3.2.4.4). Dai 150 s ai 510 s si ha un abbassamento della temperatura lungo l'intero profilo, che risulta quasi della medesima entità per tutte le quote, con una leggera prevalenza sulla zona del fondo.

Le azioni delle correnti sul campo termico sono simili a quelle osservate nel caso 3. Sul pendio c'è un raffreddamento molto forte e molto veloce all'interno di uno strato sottile e più lento e graduale procedendo verso l'alto. Alla base del pendio c'è un raffreddamento ritardato e più lento rispetto a quello che si riscontra sul pendio. Qui la diminuzione graduale di intensità del raffreddamento all'aumentare della distanza dal fondo caratterizza l'intero profilo. L'estensione limitata del raffreddamento degli strati non immediatamente vicini alle superfici dei pendii è una caratteristica che non è stata riscontrata nel caso 3, nel quale tale raffreddamento si mantiene pressoché omogeneo per tutta l'estensione della zona monitorata (sottoparagrafo 3.2.3.2). L'energia termica immessa al centro della valle dall'isola di calore ha l'effetto di attenuare le azioni di raffreddamento in quella zona, ma riscalda anche le correnti di ritorno nella zona da cui esse partono; il raffreddamento all'interno dell'intero volume della valle è globalmente minore che nel caso in cui non c'è l'isola di calore.

### 3.2.4.3. *Profili di velocità*

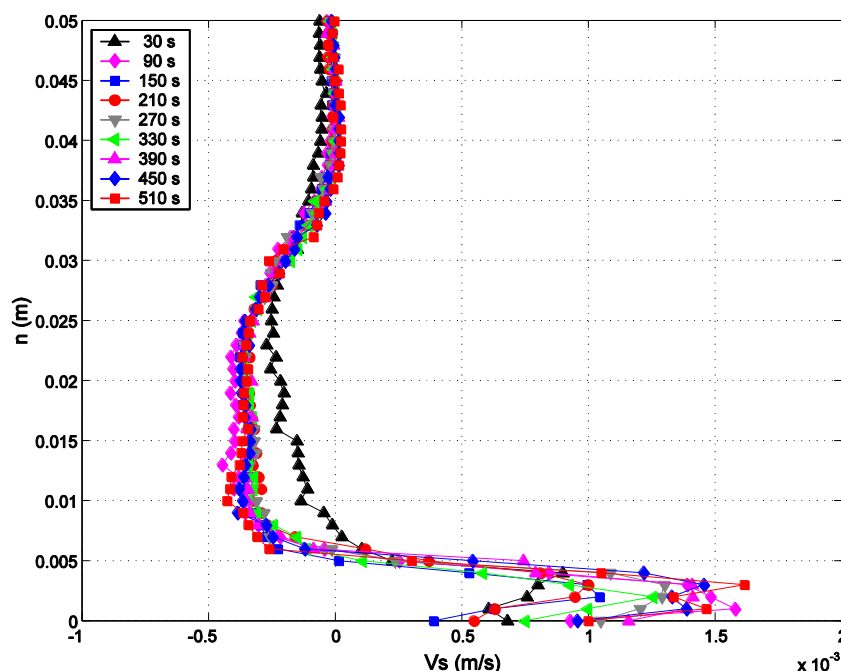


Grafico 3.2.4.5 - Centro del pendio, profilo C (caso 4,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ )

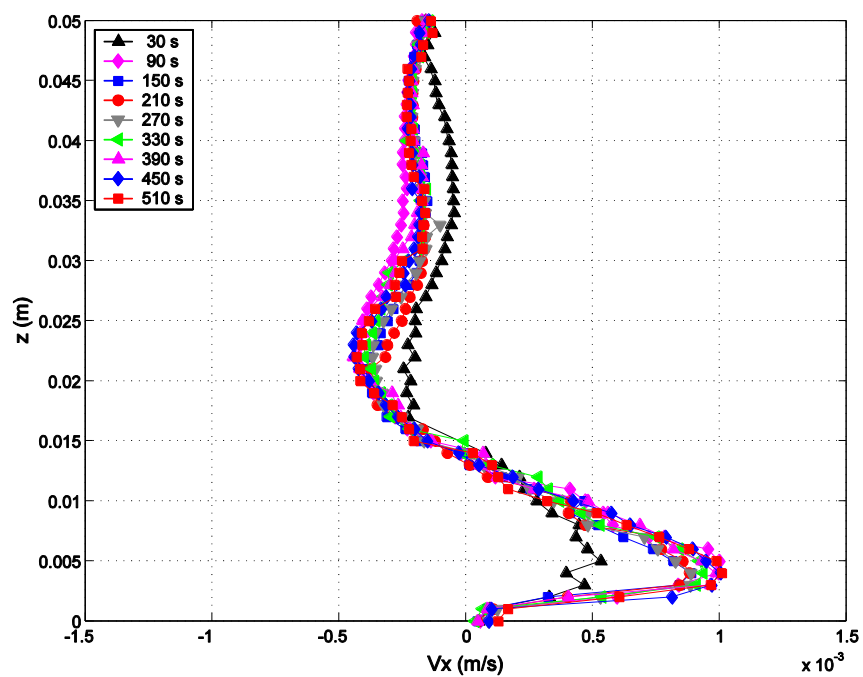


Grafico 3.2.4.6 - Piede del pendio, profilo B (caso 4,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ )

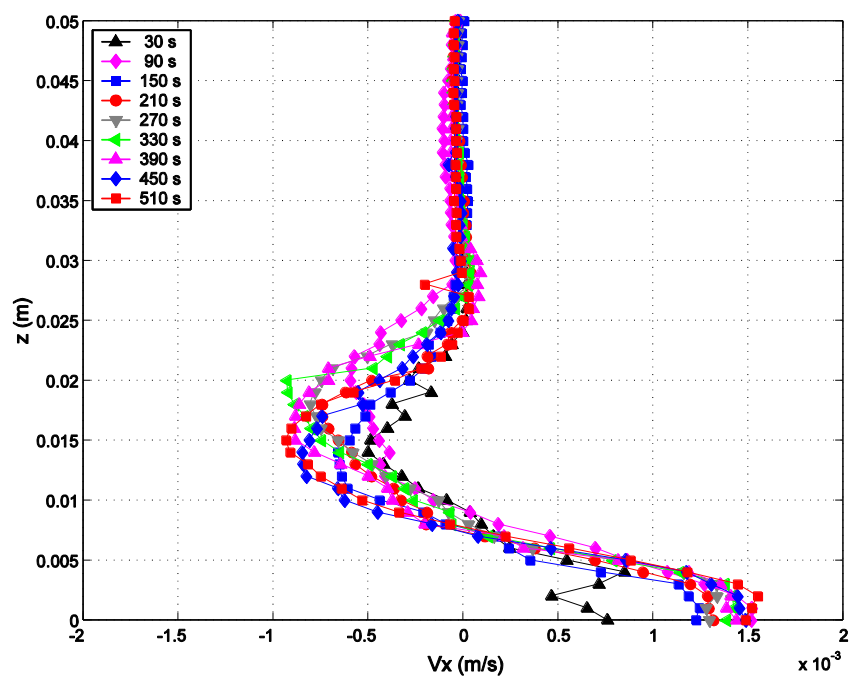


Grafico 3.2.4.7 - Centro del pennacchio, profilo A (caso 4,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ )

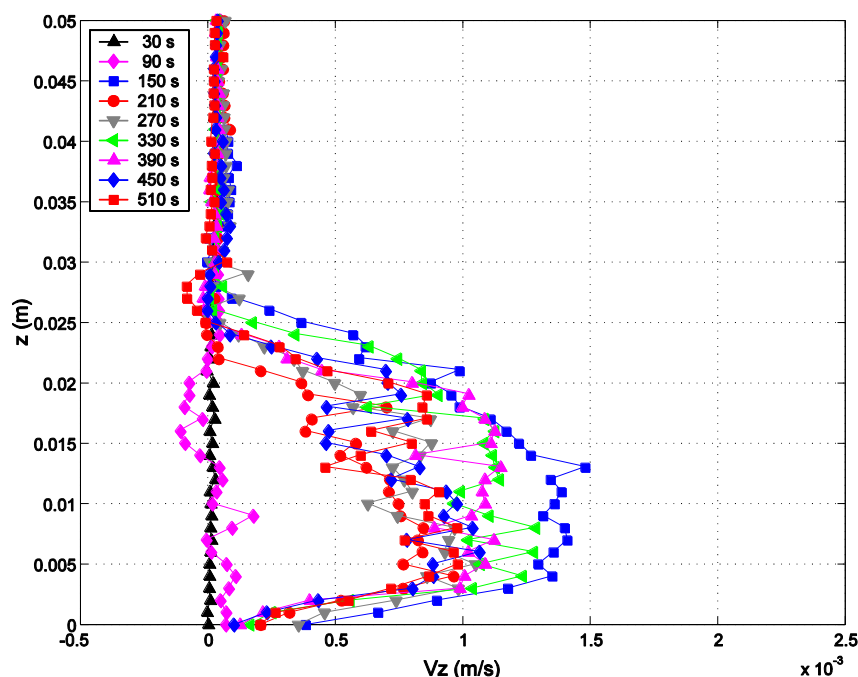


Grafico 3.2.4.8 - Centro del pennacchio, profilo A' (caso 4,  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ )

Con il tempo i valori della velocità subiscono un leggero innalzamento al centro ed al piede del pendio, ma si vede che il campo di velocità è pressoché stazionario dopo i primi 120 s. Successivamente la velocità tangenziale al centro del pendio mantiene il valore massimo sempre intorno a 1.6 mm/s (Grafico 3.2.4.5), mentre alla base del pendio il massimo valore viene raggiunto dopo i 480 s, ed è di 1.1 mm/s circa (Grafico 3.2.4.6). Lo spessore della corrente oscilla intorno ad un valore di 6 mm sul profilo C e ad un valore di 14 mm sul profilo B. Le correnti di ritorno sono caratterizzate da basse velocità, che non superano i 0.5 mm/s, e da spessore che è vicino ai 30 mm sopra il pendio ed ha entità più alta alla base (non valutabile dal Grafico 3.2.4.6, dove la velocità non si annulla nella parte alta del profilo). Sul profilo A' si nota un incremento della componente verticale, dovuto allo spostamento progressivo del pennacchio dal centro fino alla posizione del profilo (Grafico 3.2.4.8). Il profilo A' in questo caso è localizzato 8 mm a destra del profilo A (quindi nella posizione  $x=8$  mm). Si può notare che il pennacchio raggiunge un'altezza di 25 mm dopo un tempo di 510 s e contemporaneamente un picco di velocità di 1 mm/s. Dall'evoluzione della componente orizzontale della velocità sul profilo A si vede che in prossimità del fondo si ha una componente positiva consistente (1.5 mm/s), mentre per quote superiori ai 7-8 mm i valori della velocità sono negativi (Grafico 3.2.4.7). Oltre i 25 mm essi si dispongono intorno allo zero per l'intera durata della prova.

La corrente che scende dal pendio di sinistra è caratterizzata da una velocità più alta di quella della stessa nel caso 3. Ciò è segno che la presenza dell'isola di calore urbana favorisce lo scorrimento della corrente di pendio, perché causa una diminuzione di pressione a bassa quota al centro della valle ed ostacola la formazione della piscina fredda, che quando è presente offre maggiore resistenza di uno strato mescolato all'ingresso della corrente catabatica. Il tratto orizzontale, che è il proseguimento della corrente catabatica, viene

incrementato dal tratto convergente della circolazione dell'isola di calore, andando a sovrapporsi ad esso. Anche la corrente di ritorno è favorita dalla presenza di un consistente moto di risalita al centro della valle. La circolazione è a due celle, dalla forma e dalla simmetria meglio definita rispetto al caso dove è assente l'isola di calore, perché la presenza del pennacchio al centro della valle costituisce un ostacolo per le correnti e impedisce che si manifestino in modo significativo gli effetti della leggera asimmetria tra di esse. Le azioni delle correnti catabatiche sulla struttura del pennacchio producono un aumento della sua velocità interna e della sua altezza.

#### 3.2.4.4. Profili delle covarianze della velocità

Le varianze e la covarianza delle componenti della velocità sono state calcolate su intervalli di 10 secondi (100 frames), lungo il profilo passante per il centro del pendio di sinistra (profilo C), come per i precedenti casi 1, 2 e 3 (sottoparagrafi 3.2.1.4, 3.2.2.4 e 3.2.3.4).

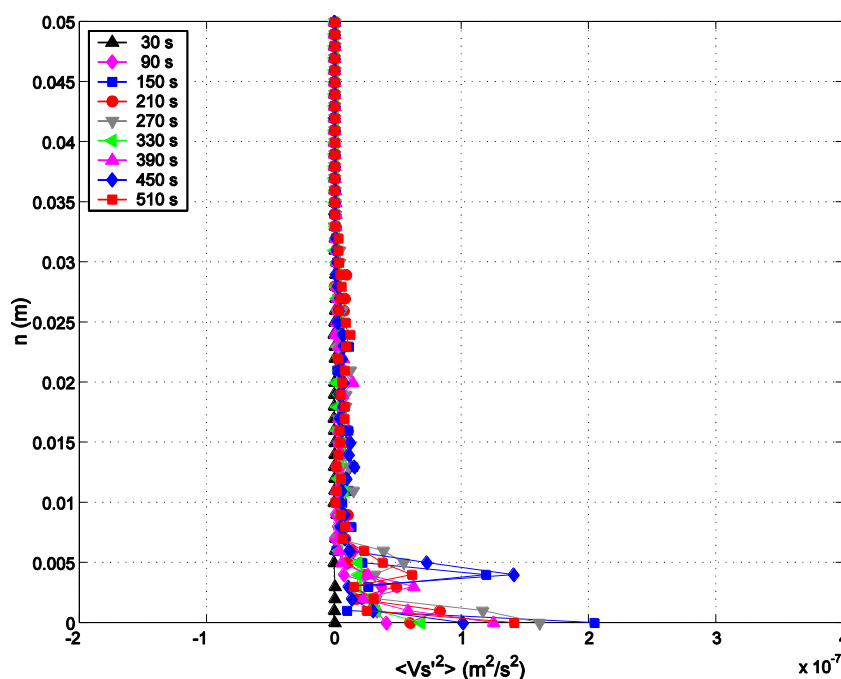


Grafico 3.2.4.9 - Profili della varianza della componente tangenziale della velocità, presa al centro del pendio, nel caso 4 ( $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ).

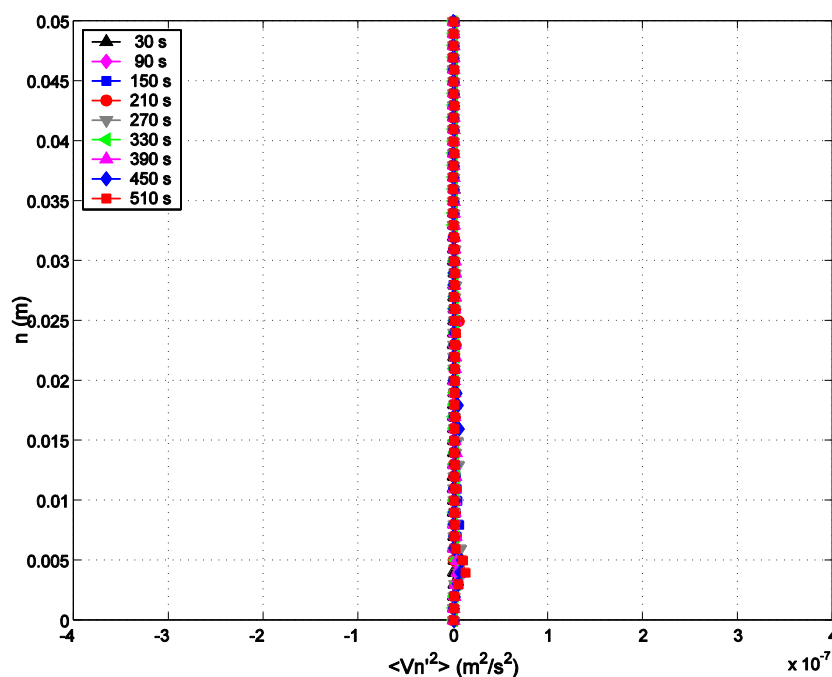


Grafico 3.2.4.10 - Profili della varianza della componente normale della velocità, presa al centro del pendio, nel caso 4 ( $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ).

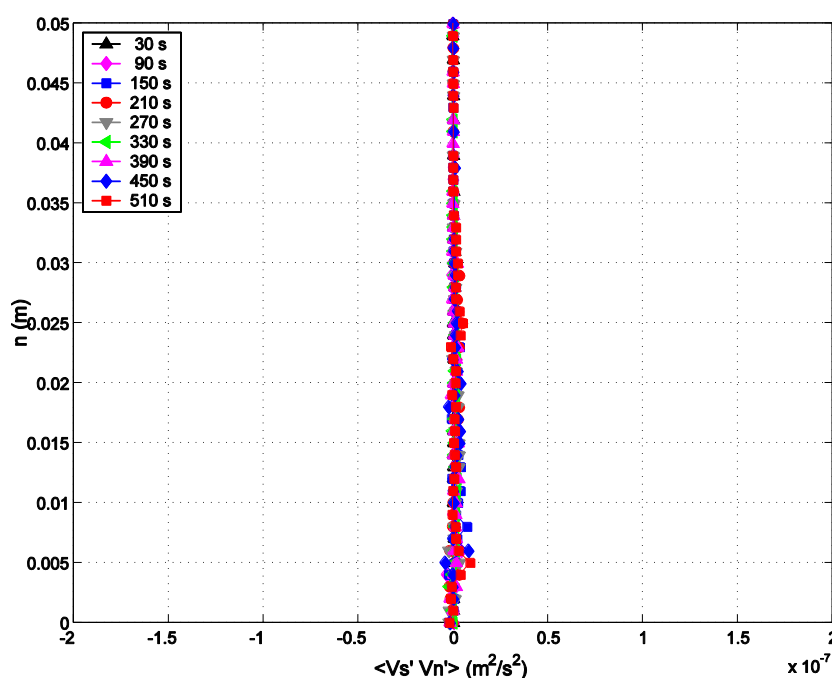


Grafico 3.2.4.11 - Profili della covarianza delle componenti della velocità, presa al centro del pendio, nel caso 4 ( $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ ).

Nel caso 4 con due pendii il profilo della varianza della velocità tangenziale presenta un andamento con due massimi, dei quali il primo è al livello della superficie del pendio ed il secondo è a 4 mm circa da esso; in questo caso è possibile riscontrare questo andamento in molti degli intervalli rappresentati (Grafico 3.2.4.9). Le posizioni dei due massimi relativi sul profilo sono analoghe a quelle osservate nel caso 3, cioè vicino alla superficie pendio ed all'interfaccia superiore della corrente (sottoparagrafo 3.2.3.4). Una forma del genere presenta



analogie con quanto osservato nei sottoparagrafi 3.1.1.5, 3.1.3.5, 3.2.1.4 e 3.2.3.4 (Grafici 3.1.1.18, 3.1.3.12, 3.2.1.9 e 3.2.3.9). Questa varianza ha valori non trascurabili fino a circa 7 mm dal pendio. La componente normale della velocità ha una varianza con valori di un ordine di grandezza inferiore rispetto a quelli della varianza della componente tangenziale; essa raggiunge un massimo relativo ad una distanza di circa 4 mm dalla superficie del pendio, quindi diminuisce sensibilmente fino ai 6-7 mm, ma raggiunge valori praticamente nulli solo al di sopra dei 35 mm (Grafico 3.2.4.10). Il grafico della covarianza delle componenti della velocità si presenta piuttosto irregolare; si osservano oscillazioni dei valori con scostamenti non trascurabili da 0 fino a circa 35 mm dal pendio; i valori più alti vengono raggiunti, solo in alcuni intervalli, tra i 5 mm e gli 8 mm (Grafico 3.2.4.11). Per l'irregolarità di questi profili si possono fare considerazioni analoghe a quelle fatte a questo proposito nel sottoparagrafo 3.2.3.4.

### 3.2.4.5. Spessore e velocità massima della corrente catabatica lungo i pendii

I profili dello spessore della corrente lungo i pendii sono stati costruiti e rappresentati con gli stessi criteri dei casi descritti nei sottoparagrafi 3.1.1.4, 3.1.2.4, 3.1.3.4 e 3.2.2.5. Anche in questi casi si fa riferimento alle velocità mediate su un intervallo centrato al tempo di 540 s.

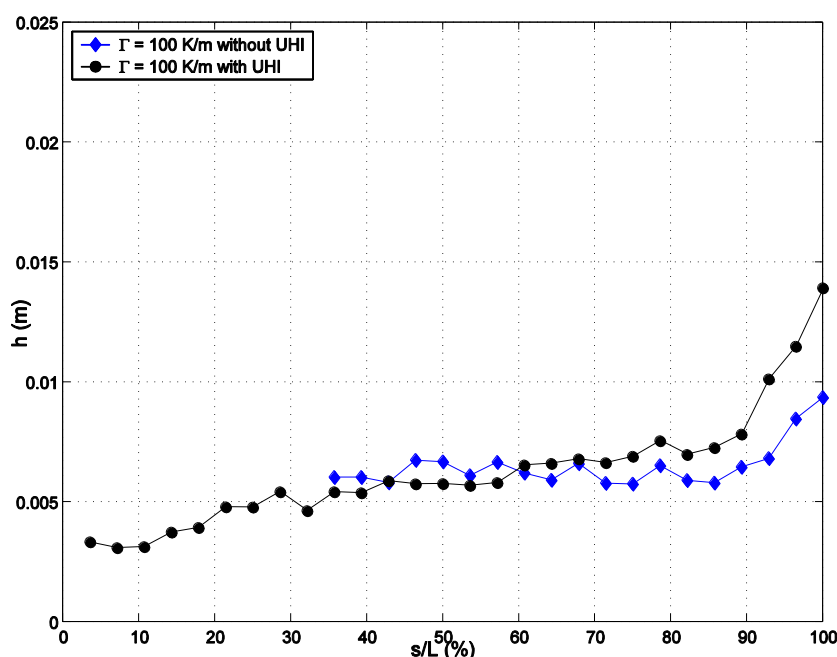


Grafico 3.2.4.12 - Spessore della corrente catabatica lungo un pendio al tempo  $t=540$  s.

I profili (Grafico 3.2.4.12) manifestano in entrambi i casi una crescita con andamento lineare in funzione della distanza dall'origine, che si ricorda essere in corrispondenza della cima del pendio. Tale crescita è caratterizzata da una pendenza leggera nel tratto intermedio, poco più accentuata nel tratto iniziale (fino al 30 % circa dell'intera lunghezza del pendio) e molto più brusca nel tratto finale (oltre il 90 % della lunghezza del pendio). I profili relativi ai

due casi vengono quasi a sovrapporsi nella parte centrale (si può vedere per confronto il sottoparagrafo 3.1.2.4), ma non coincidono nella parte finale del pendio, dove lo spessore associato al caso 4 (con l'isola di calore) diviene più alto dell'altro.

Anche per i casi di correnti catabatiche su due pendii è stato registrato ogni 10 secondi lo spessore della corrente al centro del pendio; le medie delle velocità usate per il calcolo dello spessore sono quelle riferite ad intervalli consecutivi di 10 s, come per i casi precedenti.

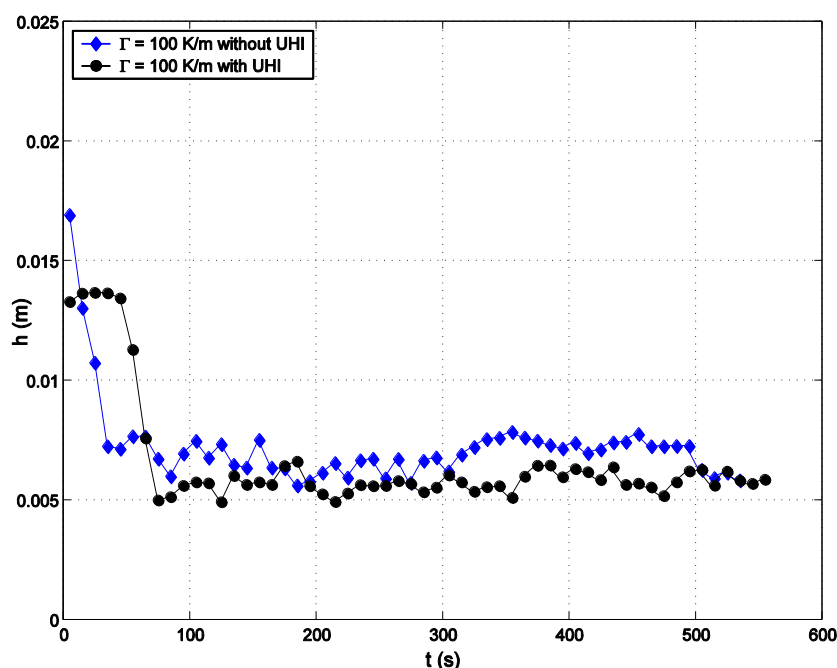
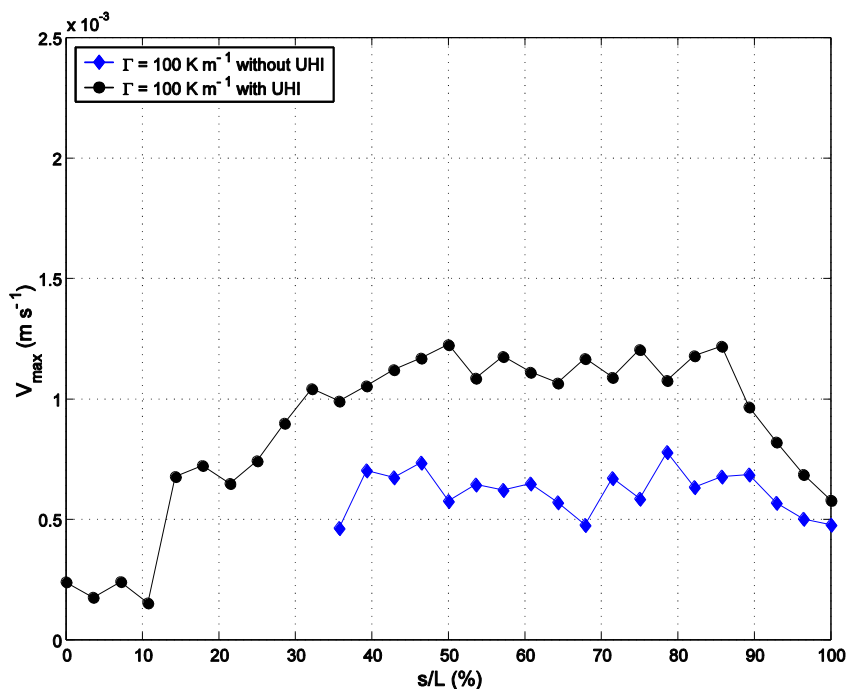


Grafico 3.2.4.13 - Evoluzione nel tempo dello spessore della corrente catabatica al centro di un pendio.

Entrambi i profili, sia nel caso senza isola di calore (caso 3) sia nel caso con isola di calore (caso 4), dopo un intervallo temporale iniziale relativamente breve, raggiungono un valore quasi costante intorno al quale ci sono piccole oscillazioni (Grafico 3.2.4.13).

I due spessori medi non coincidono; lo spessore rilevato nel caso 3 è di poco maggiore di quello relativo al caso 4, nel quale agisce l'isola urbana di calore.

Nel grafico che segue sono riportati gli andamenti dei valori massimi delle componenti tangenziali della velocità nei casi 3 e 4. I profili sui quali questi sono stati valutati sono gli stessi sui quali sono stati valutati gli spessori, e sono riferiti al medesimo intervallo di mediazione.

Grafico 3.2.4.14 - Velocità massima della corrente catabatica lungo un pendio al tempo  $t=540$  s.

La velocità massima cresce con una pendenza elevata nella prima parte del pendio, fino al 50 % della sua lunghezza (con alcune irregolarità), poi essa assume un andamento che può ritenersi costante per un tratto che va dal 50 % al 90 % dell'intera lunghezza, infine di lì alla sezione finale (la base) diminuisce più rapidamente (Grafico 3.2.4.14). Le forme dei profili relativi ai due casi si somigliano molto, ma nella parte centrale del pendio le velocità sono significativamente diverse, con valori che nel caso 4 sono maggiori che nel caso 3. In questo grafico i profili presentano caratteristiche generali analoghe a quelle viste nella trattazione dei casi con singolo pendio (sottoparagrafo 3.1.2.4, Grafico 3.1.2.24).

### 3.3. Osservazioni conclusive di carattere generale sui risultati

In questo capitolo sono stati descritti i risultati relativi alle prove effettuate, nelle quali sono state realizzate delle correnti di pendio che agiscono indisturbate o che interagiscono con un'isola urbana di calore, generate in una valle aperta, che si estende dalla base di un unico pendio, e in una valle chiusa da due pendii simmetrici.

In entrambi i casi il flusso di calore su ciascun pendio è fornito dagli effetti termici dei circuiti di riscaldamento o raffreddamento; la tensione di alimentazione dei circuiti è data come funzione a gradino del tempo, con step al tempo della chiusura (si veda il capitolo 2, paragrafo 2.1), che corrisponde al tempo  $t=0$  nelle prove in cui l'isola di calore non è presente. Il flusso di calore che ne deriva non è esattamente una funzione a gradino, perché viene influenzato anche dalla velocità e dalla temperatura della corrente che scorre sul pendio, le quali hanno delle variazioni nel tempo. Si può ritenere che l'erogazione del flusso di calore sui pendii usati segua approssimativamente una legge asintotica, con una rapida crescita

iniziale seguita da un aumento più lento, fino a che esso non diviene pressoché costante, nel caso diurno; si pensa invece ad un andamento del tutto speculare, ma con valori negativi, nella realizzazione del caso notturno. Per semplicità il flusso di calore viene considerato costante in questo lavoro, date le difficoltà esistenti per una sua determinazione con una precisione soddisfacente. Il metodo usato è stato quello di misurare la differenza di temperatura tra una termocoppia posizionata sul fondo ed una posta ad 1 mm di distanza da esso, determinando il flusso di calore tramite la legge di Fourier della conduzione termica, con l'ipotesi di aver fatto le misure all'interno di uno strato dove il calore viene scambiato unicamente per conduzione.

I flussi di calore, misurati in casi reali in cui si verificano condizioni il più possibile vicine a quelle ideali per le quali c'è assenza di venti sinottici, cielo sereno, irraggiamento solare omogeneo sulla zona piana e sul pendio, o modellati in precedenti lavori numerici e sperimentali, presentano un andamento periodico giornaliero. Il flusso di calore è positivo e crescente dal sorgere del sole fino alle prime ore del pomeriggio, pertanto è a quella fase della giornata che possono essere riferiti gli esperimenti di questo studio che riproducono la circolazione diurna in valle. I casi notturni realizzati nel presente studio possono essere invece assimilati ad una fase che va dalle prime ore dopo il tramonto fino a quelle che precedono immediatamente l'alba, poiché questo è il periodo durante il quale il flusso di calore netto in transito dall'atmosfera al terreno è crescente inizialmente (in valore assoluto ma con valori negativi) con rapidità e poi aumenta sempre più lentamente, fino a stabilizzarsi o a scendere molto lentamente; è quindi possibile che sia considerato approssimativamente costante fino al nuovo sorgere del sole.

Le corrispondenze stabilite tra le fasi di una giornata ideale e le realizzazioni sperimentali dello studio presente si possono confermare con ciò che è stato visto in alcuni casi studiati presenti in letteratura. Ad esempio, in alcuni lavori numerici ed in altri sperimentali in cui si è esaminato l'insieme delle strutture che si formano e si evolvono durante la parte diurna di un ciclo giornaliero all'interno di una valle, è stato osservato che nella prima parte della mattinata i venti anabatici e le correnti di ritorno prevalgono sulla crescita di uno strato convettivo nella valle; in particolare la subsidenza legata alla corrente di ritorno prevale sulle termiche dello strato limite convettivo e ne ostacola la formazione od una crescita rapida ed evidente, fino alle prime ore del pomeriggio. Questo si è osservato sia nel caso di una valle aperta (studi sperimentali di *Chen et al.*, 1996, *Mitsumoto*, 1989, *Reuten et al.*, 2007), sia nel caso di una valle chiusa simmetricamente (*Serafin e Zardi*, 2010b). Nei casi diurni dello studio presente si vedono solo le correnti di pendio e non le termiche sul fondo piano orizzontale. In altri lavori è stato osservato che durante la notte c'è un aumento progressivo della velocità della corrente catabatica lungo il pendio e lungo la valle, che diviene via via più lento e tende a stabilizzarsi su valori costanti con l'avvicinarsi dell'alba. Questo si può vedere ad esempio nei lavori sperimentali di *Mitsumoto* (1989), *Chen et al.* (1996) e *Horst e Doran* (1986). Nelle prove presentate nel presente studio invece la velocità sembra stabilizzarsi in un tempo relativamente breve, quindi la situazione meglio rappresentata da queste prove, a parte i primi due minuti, può essere identificata con quanto si osserva nella parte finale della notte.

## 4. CONFRONTI CON RISULTATI DI LETTERATURA

Nel capitolo 4 verranno confrontati i risultati ottenuti dagli esperimenti di questo lavoro e le soluzioni proposte da alcuni modelli teorici. Dopo alcune considerazioni generali fatte nel paragrafo 4.1, nel paragrafo 4.2 saranno confrontati i profili di velocità tangenziale ottenuti sperimentalmente con quelli calcolati con l'applicazione del modello di *Prandtl (1952)*. Nei paragrafi 4.3 e 4.4 saranno messi a confronto i valori di alcuni parametri che caratterizzano le correnti di pendio, secondo i modelli di *Hunt et al. (2003)* e di *Manins & Sawford (1979)*, calcolati in questo ed in altri precedenti lavori. Nel paragrafo 4.5 ci saranno confronti di profili ed altri risultati relativi all'isola urbana di calore, soprattutto in riferimento allo studio di *Lu et al. (1997a e b)*.

### 4.1. Considerazioni generali

Molti modelli teorici, come quelli con i quali avviene il confronto, si basano su soluzioni che si riferiscono a domini che non sono di volume finito come i campi in cui avvengono gli esperimenti, o limitato come i campi delle simulazioni numeriche.

Ad esempio, il modello teorico di Prandtl (sottoparagrafo 1.2.1) è definito in un dominio semi-infinito, limitato solo inferiormente da un pendio di estensione infinita, quindi illimitato in quota. La soluzione è definita in tutto il dominio, anche se tanto lo scostamento di temperatura potenziale quanto la velocità si attenuano molto con l'allontanamento dal pendio, diventando trascurabili al di sopra di una certa distanza ortogonale dal pendio, dipendente dalla stratificazione dell'ambiente e dallo scostamento di temperatura imposto sulla superficie del pendio. L'estensione illimitata del dominio non richiede la necessità di una corrente di ritorno che compensi il trasporto di massa, in atto con il moto della corrente anabatica o catabatica che scorre in una sola direzione. In realtà il modello di Prandtl prevede anche una corrente di ritorno, la quale non è però sufficiente a realizzare il bilancio della massa; essa può essere spiegata come fenomeno di compensazione del trascinamento del fluido che risale il pendio senza aver acquisito una temperatura potenziale sufficientemente alta da proseguire nella risalita (*Serafin e Zardi, 2010a*).

Nei casi reali lo strato limite atmosferico ha un'estensione finita legata all'orografia del suolo, alla natura ed all'intensità delle forzanti ed alla stabilità di base dell'atmosfera. La sua estensione verticale non è limitata da ostacoli fisici (se non lo spessore limitato dell'atmosfera stessa, che però è molto maggiore del suo).

Per i modelli numerici è molto importante la limitazione in altezza, ma solitamente la quota massima del dominio di integrazione viene scelta in modo tale da superare la quota massima raggiunta durante le simulazioni dallo strato limite, in modo tale che la frontiera del dominio non interferisca con il suo sviluppo. Per i modelli sperimentali, che sono solitamente realizzati in vasca, si hanno limiti fisici sia in senso orizzontale, dati da pareti longitudinali e laterali, sia in senso verticale, costituiti dal fondo della vasca e dal pelo libero dell'acqua in essa contenuto. Anche per questi modelli l'altezza dello strato d'acqua viene scelta in modo tale da evitare che l'evoluzione dello strato limite durante la prova possa esserne ostacolata.

In tutti i casi osservati tra quelli in cui ci sono dimensioni verticali limitate, quindi più vicini sotto quest'aspetto ai casi reali, si osserva che c'è una corrente di compensazione, la quale influenza la struttura e le dimensioni dello strato limite atmosferico durante la sua evoluzione. Nel periodo diurno c'è inoltre un riscaldamento progressivo che riguarda l'intero strato limite, favorito dalle dimensioni limitate e anche dalla maggiore efficienza della trasmissione del calore, dovuta all'azione delle correnti di ritorno e di un conseguente moto di subsidenza, che porta aria riscaldata nella zona da cui parte la corrente di pendio (*Brehm & Freytag, 1982; Serafin & Zardi, 2010b*). Ciò comporta una evoluzione dello strato limite che rende difficile il raggiungimento di condizioni di stazionarietà, teoricamente possibili in un campo di dimensioni infinite, con forzanti costanti nel tempo. Nei casi notturni le conseguenze delle dimensioni limitate del dominio sulle caratteristiche dello strato limite appaiono meno evidenti rispetto ai casi diurni, ma si manifestano comunque delle correnti di ritorno, un raffreddamento progressivo nel tempo maggiormente esteso all'interno del volume della valle ed uno strato limite di caratteristiche variabili lungo il pendio (*Savijarvi & Liya, 1999, Catalano & Cenedese, 2010*).

Per ciò che riguarda la ricostruzione in laboratorio del dominio di interesse del fenomeno, è stato visto che in alcuni casi le dimensioni finite del volume d'acqua in cui si svolge la circolazione danno origine a moti che rendono il modello non più rappresentativo di uno strato limite atmosferico con caratteristiche bidimensionali. Questo è quanto accade nelle prove dello studio di *Reuten et al. (2007)*, nelle quali si sviluppano, dopo un tempo di avanzamento prolungato dell'esperimento, delle correnti con dei tratti che scorrono vicini alle pareti laterali della vasca, al di sopra dell'altopiano che si estende oltre il punto di quota massima del pendio. Queste possono essere originate dall'avvicinamento dell'altezza dello strato limite a quella del pelo libero dell'acqua contenuta nella sezione di prova, e fanno assumere al moto delle caratteristiche tridimensionali. Gli Autori però attribuiscono queste correnti alla presenza delle pareti laterali più che agli effetti del pelo libero dell'acqua.

Nel nostro lavoro sperimentale non si sono verificati problemi legati allo spessore dello strato d'acqua presente in vasca, perché, come si è potuto osservare nelle mappe di campo ed in molti dei profili mostrati, la zona in cui avviene il moto supera di poco le quote massime dei pendii, quindi rimane almeno 5 cm al di sotto del pelo libero. Non ci sono neanche interazioni con le pareti laterali della vasca, poiché questa ha una pianta molto più grande di quella dell'intero modello di valle che vi è posto al centro, quindi le pareti risultano molto distanti dal suo perimetro (paragrafo 2.1). Nei casi studiati con la valle chiusa si verificano

comunque degli effetti indesiderati durante le prove diurne; quando il riscaldamento della valle procede oltre i 10 minuti inizia ad entrare all'interno della valle dell'acqua proveniente dal restante volume della vasca (sottoparagrafo 3.2.2).

La circolazione osservata nei casi esposti in questo lavoro trova riscontro anche in diversi altri studi, disponibili in letteratura, per quanto riguarda le sue caratteristiche generali. Presenta però anche differenze con le circolazioni descritte in alcuni di quegli studi, in particolare in quello di *Mitsumoto (1989)* ed in quello di *Reuten et al. (2007)*, che si servono di una sezione sperimentale molto simile a quella impiegata nel presente lavoro. Per i casi diurni nella valle aperta la circolazione è costituita da una corrente anabatica, che risale lungo il pendio, dalla corrente di ritorno e da una corrente di richiamo lungo la pianura in scorrimento orizzontale verso il pendio; nella valle chiusa si hanno due celle simmetriche aventi le caratteristiche principali simili a quelle della valle aperta, ma è meglio visibile la subsidenza nell'area centrale della valle. Per i casi notturni sia nella valle aperta sia nella valle chiusa la circolazione è costituita da correnti che hanno la stessa collocazione di quelle relative agli analoghi casi diurni, ma che scorrono con versi esattamente opposti.

I casi realizzati da *Mitsumoto (1989)* e da *Reuten et al. (2007)* mostrano in generale una circolazione organizzata in più grandi celle (sottoparagrafo 1.2.4).

Nel lavoro di *Mitsumoto (1989)* ci sono durante il ciclo diurno una prima cella localizzata subito sopra la pianura, una seconda collocata nella valle intorno ad una quota intermedia del pendio, oltre alla grande cella, di dimensioni paragonabili a quelle della valle, che ha caratteristiche simili a quella del presente studio. La prima cella ha rotazione discorde dalla cella comprendente la corrente anabatica, quindi vicino al suolo essa comporta un moto di allontanamento dal pendio. Essa viene ritenuta dall'Autore il risultato dell'influenza della corrente catabatica notturna sull'organizzazione delle celle convettive in formazione sulla pianura nella fase iniziale del giorno; è dunque da intendersi legata alla ciclicità della forzante termica, quindi può essere questa una ragione della sua assenza nei campi mostrati tra i risultati di questo lavoro (capitolo 3), per il quale si è usata una forzante termica costante (dopo una crescita iniziale da valore nullo in un intervallo di tempo relativamente breve). Un'altra ragione può essere nella distribuzione, propria del modello usato nello studio corrente, del flusso di calore, il quale sul fondo della valle è molto più basso che sul pendio, ed è insufficiente alla formazione di celle convettive in presenza di una forte corrente orizzontale (*Chen et al., 1996*). La seconda cella ha rotazione concorde con quella più grande, si trova al suo interno e tende a spostarsi nel tempo, allontanandosi dal pendio; anche questa può essere spiegata come conseguenza della persistenza della corrente di ritorno notturna nelle ore del mattino e non viene osservata nel presente lavoro.

Durante il ciclo notturno si individuano invece due celle: una localizzata a lato del pendio a quote alte e l'altra, estesa sulla restante parte del volume della valle, che si avvicina per caratteristiche a quella del presente studio. La prima cella ha una rotazione contraria a quella di cui fa parte la corrente catabatica; essa nasce per l'azione esercitata da un tratto della corrente di ritorno diurna sui moti che si sviluppano nella fase iniziale del raffreddamento.

Nel lavoro di *Reuten et al. (2007)*, nel quale viene simulata soltanto la parte diurna del ciclo, vengono a formarsi due celle controrotanti, la prima collocata vicino al piede del pendio e la seconda sulla restante parte del tratto piano della valle, una terza cella nella zona a contatto con il pendio, una quarta nella zona sovrastante il pendio e l'altopiano, infine una quinta cella che interessa l'intera valle, sovrapponendosi a tutte le altre. Ruotano concordemente alla quinta cella, alla quale appartengono anche la corrente anabatica e la corrente di ritorno, tutte queste strutture, eccetto la prima, che ha rotazione opposta (come la cella vicina al fondo nelle prove di *Mitsumoto, 1989*). Nei risultati del presente lavoro si può identificare soltanto la struttura di circolazione corrispondente alla cella più grande, che però ha una forma diversa, perché manca una cella analoga alla quarta, e due celle analoghe a quelle della coppia controrotante sul fondo. Una circolazione tra l'altopiano e il pendio non si può formare per l'assenza di un altopiano soggetto a riscaldamento. L'assenza delle celle controrotanti nella zona piana potrebbe avere come spiegazione la distribuzione del flusso di calore, sia per le medesime ragioni esposte in precedenza in occasione del paragone con la circolazione studiata da *Mitsumoto (1989)*, sia per la disomogeneità stessa di tale distribuzione, in base alla considerazione fatta da *Reuten et al. (2007)* circa gli effetti della disomogeneità del flusso di calore lungo il profilo del fondo riscaldato; nel lavoro presente si hanno infatti sui pendii e sulla pianura due valori diversi del flusso di calore, legati ai due diversi sistemi di riscaldamento impiegati. Questa seconda spiegazione è valida ma non esauriente, perché in base ad essa, nei casi del lavoro corrente si dovrebbe vedere almeno una piccola cella vicino alla base del pendio. In ciò potrebbe avere un ruolo il particolare tipo di disomogeneità del flusso di calore, la cui distribuzione è diversa da quella imposta nella prova di *Reuten et al. (2007)* che è stata finalizzata allo studio dei casi con questa specificità.

#### 4.2. Confronti con i profili del modello di Prandtl

In ciascuna delle figure che seguono è posto a confronto un profilo sperimentale di velocità o di temperatura, in corrispondenza del tempo  $t=450$  s, con il profilo teorico che secondo il modello di Prandtl (sottoparagrafo 1.2.1) è associato agli stessi valori del gradiente di stratificazione termica iniziale e dello scostamento della temperatura sul pendio, al tempo  $t=450$  s, che sono stati misurati nella prova sperimentale considerata. Sono scelti, tra i profili delle prove in cui si realizzano le correnti catabatiche, quelli ottenuti nelle fasi finali, perché descrivano un moto il più vicino possibile alle condizioni stazionarie, in modo tale che tali profili possano essere confrontati con quelli ricavati con la soluzione di Prandtl, la quale fa riferimento ad un moto stazionario (*Prandtl, 1952*). Per le correnti anabatiche si è deciso di non fare confronti, perché si ritiene che la presenza di vortici e la maggiore instabilità dei fenomeni in gioco che ne caratterizzano il moto distanzino molto le realizzazioni sperimentali effettuate dalle ipotesi di base del modello teorico.



#### 4.2.1 Confronti con i profili del modello di Prandtl: casi con un pendio

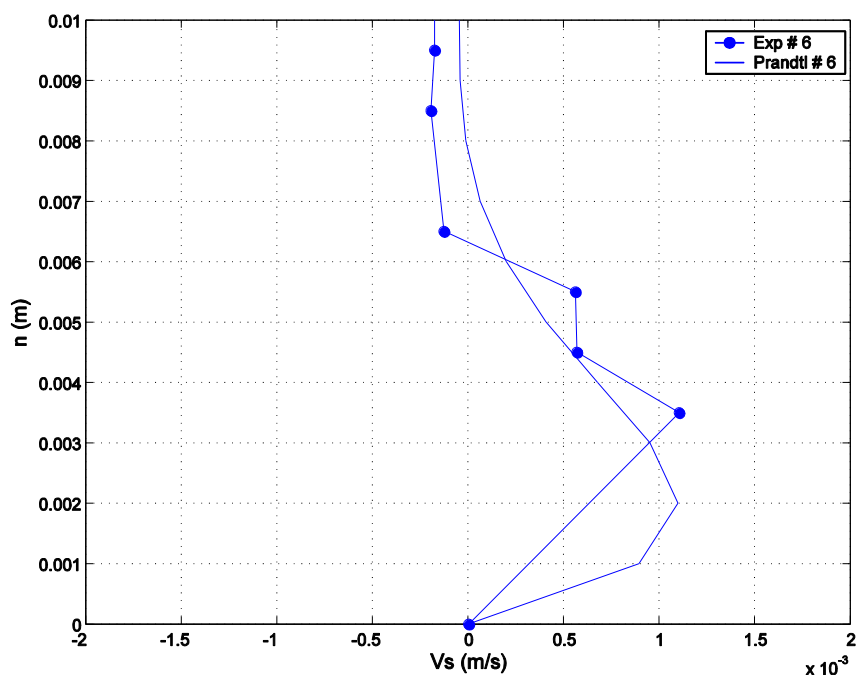


Grafico 4.2.1.1 - Confronto velocità tangenziale, caso 6, corrente catabatica senza isola di calore, gradiente di stratificazione  $\Gamma=50 \text{ K m}^{-1}$ .

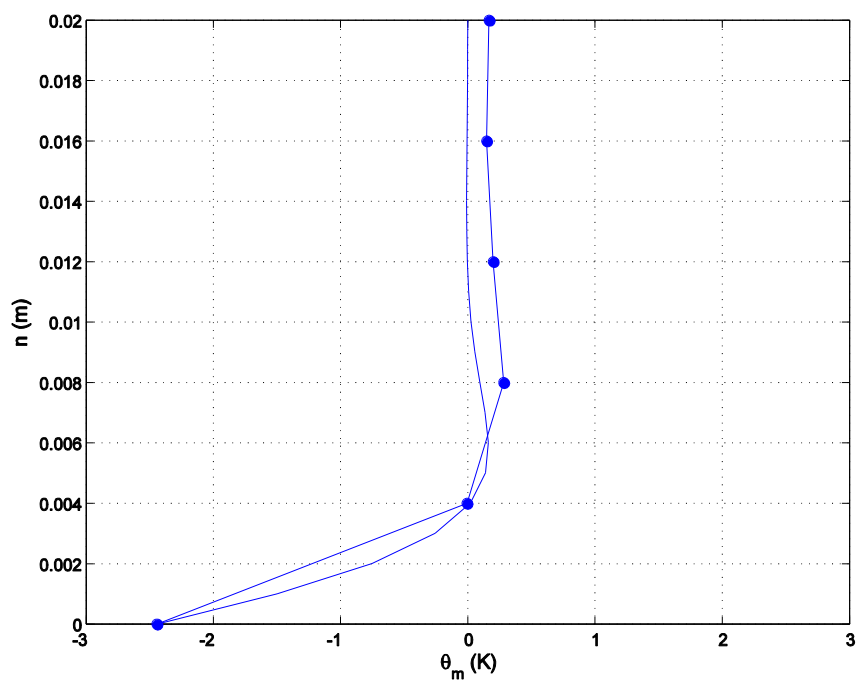


Grafico 4.2.1.2 - Confronto scostamento di temperatura potenziale, caso 6, corrente anabatica senza isola di calore, gradiente di stratificazione  $\Gamma=50 \text{ K m}^{-1}$ .

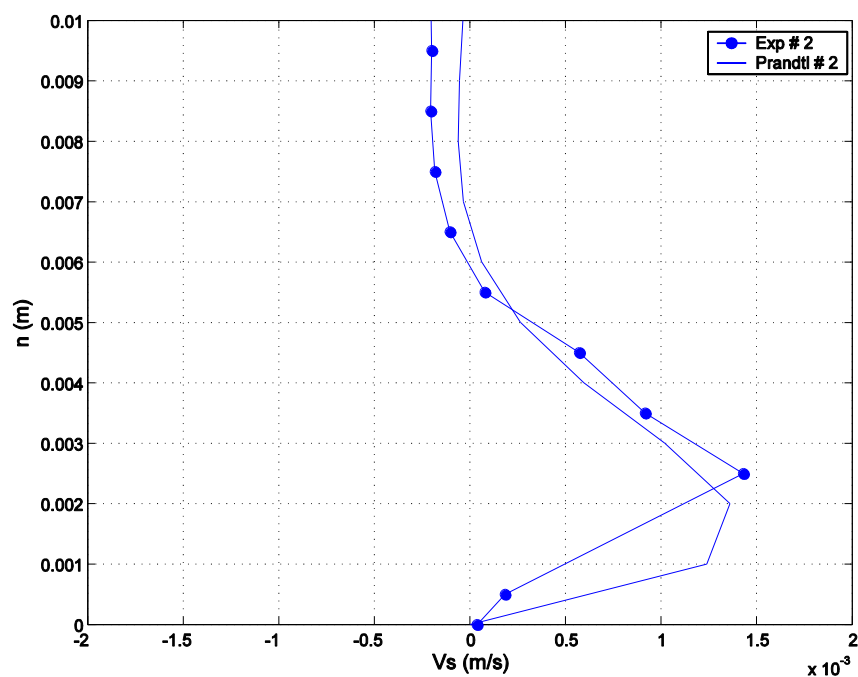


Grafico 4.2.1.3 - Confronto velocità tangenziale, caso 2, corrente catabatica senza isola di calore, gradiente di stratificazione  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ .

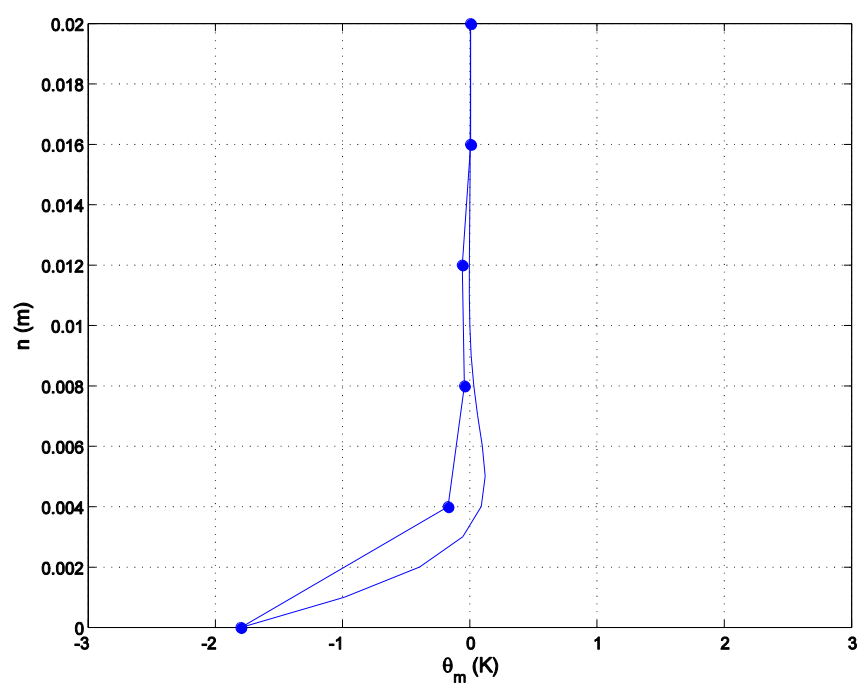


Grafico 4.2.1.4 - Confronto scostamento di temperatura potenziale, caso 2, corrente catabatica senza isola di calore, gradiente di stratificazione  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ .

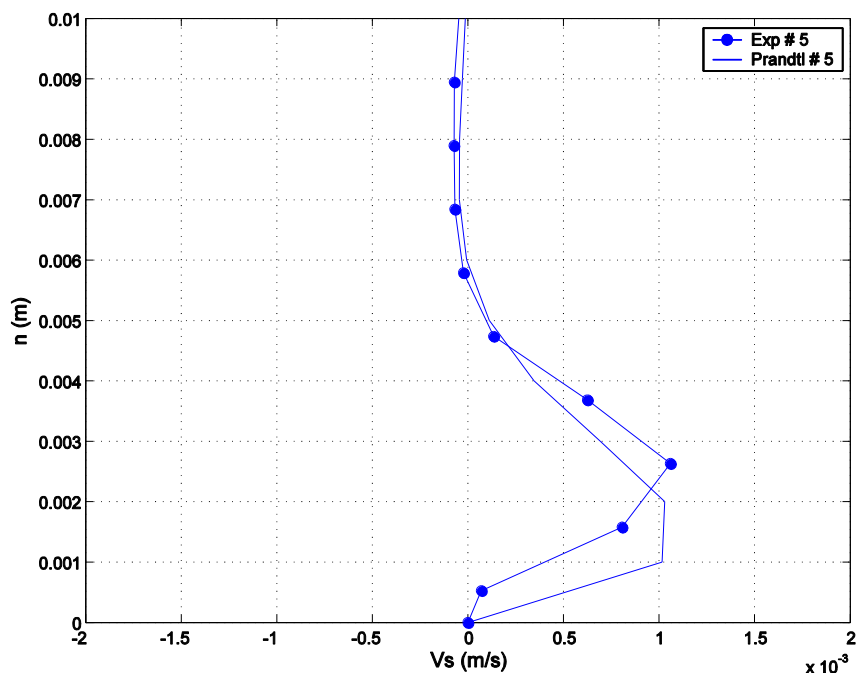


Grafico 4.2.1.5 - Confronto velocità tangenziale, caso 5, corrente catabatica senza isola di calore, gradiente di stratificazione  $\Gamma=150 \text{ K m}^{-1}$ .

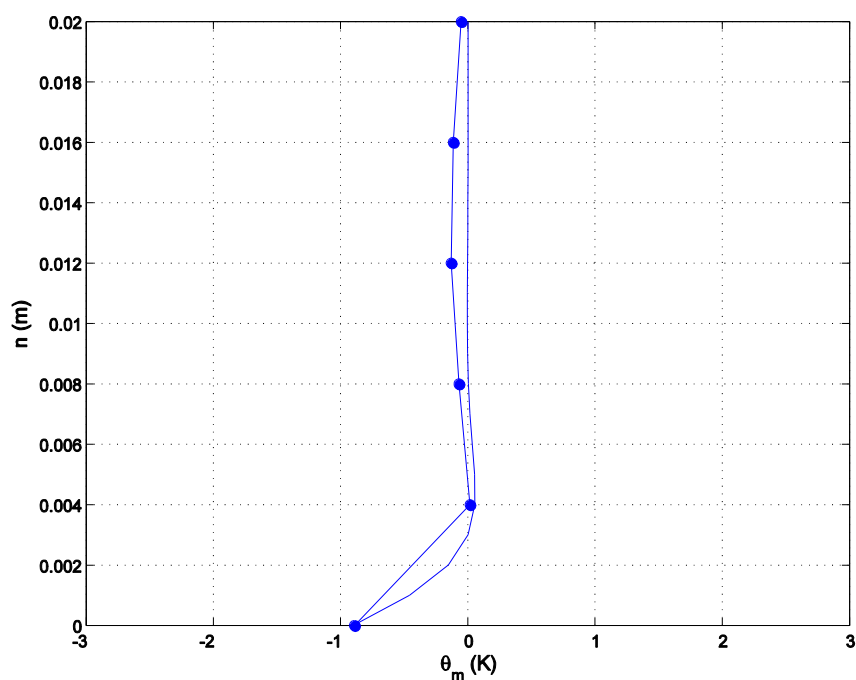


Grafico 4.2.1.6 - Confronto scostamento di temperatura potenziale, caso 5, corrente anabatica senza isola di calore, gradiente di stratificazione  $\Gamma=150 \text{ K m}^{-1}$ .

Dai confronti dei profili delle correnti catabatiche (Grafici 4.2.1.1, 4.2.1.3 e 4.2.1.5) si hanno dei risultati soddisfacenti tanto in termini di velocità quanto in termini di spessore della corrente, anche se sussiste una leggera differenza della forma (per esempio il punto di massimo nei casi sperimentali è a distanza più alta dal pendio); fa eccezione il caso 6, dove si evidenziano problemi di calcolo della velocità in prossimità del pendio (Grafico 4.2.1.1). I profili dello scostamento della temperatura (Grafici 4.2.1.2, 4.2.1.4 e 4.2.1.6) mostrano

anch'essi una migliore sovrapposizione con quelli teorici; resta comunque evidente che la diminuzione di temperatura misurata sperimentalmente rimane quasi dovunque maggiore in valore assoluto rispetto a quella prevista dal modello.

#### 4.2.2 Confronti con i profili del modello di Prandtl: casi con due pendii

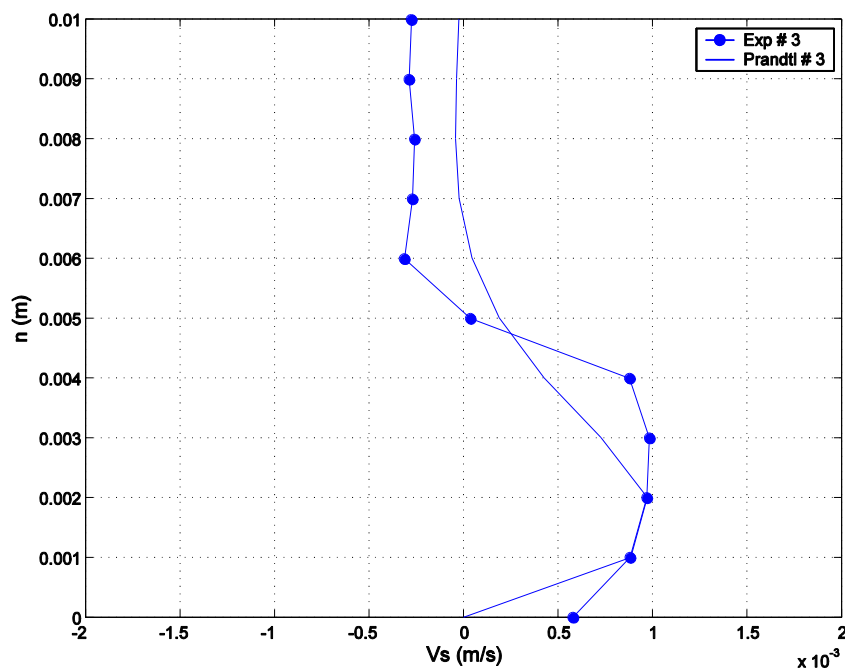


Grafico 4.2.2.1 - Confronto velocità tangenziale, caso 3, correnti catabatiche senza isola di calore, gradiente di stratificazione  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ .

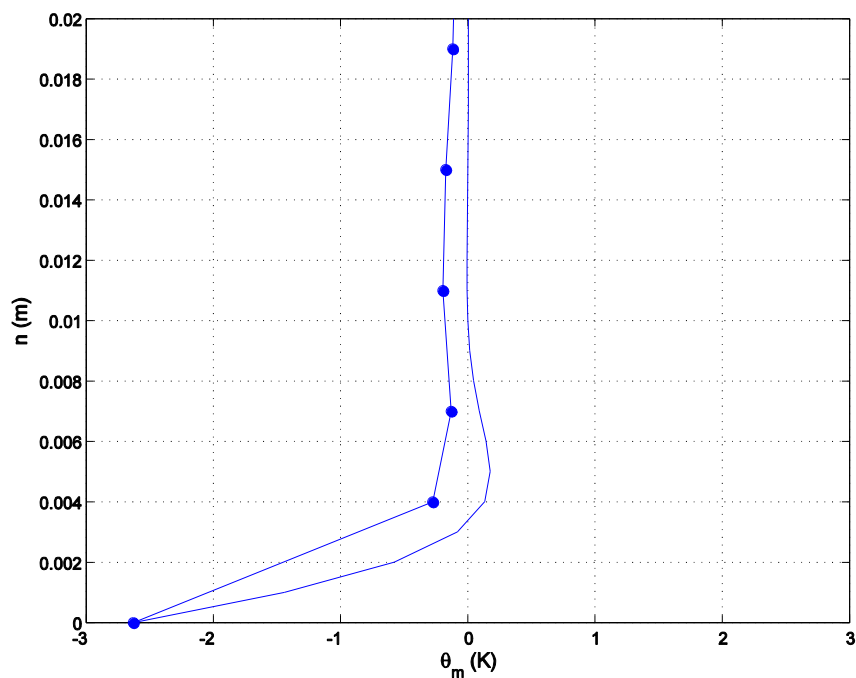


Grafico 4.2.2.2 - Confronto scostamento di temperatura potenziale, caso 3, correnti anabatiche senza isola di calore, gradiente di stratificazione  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ .

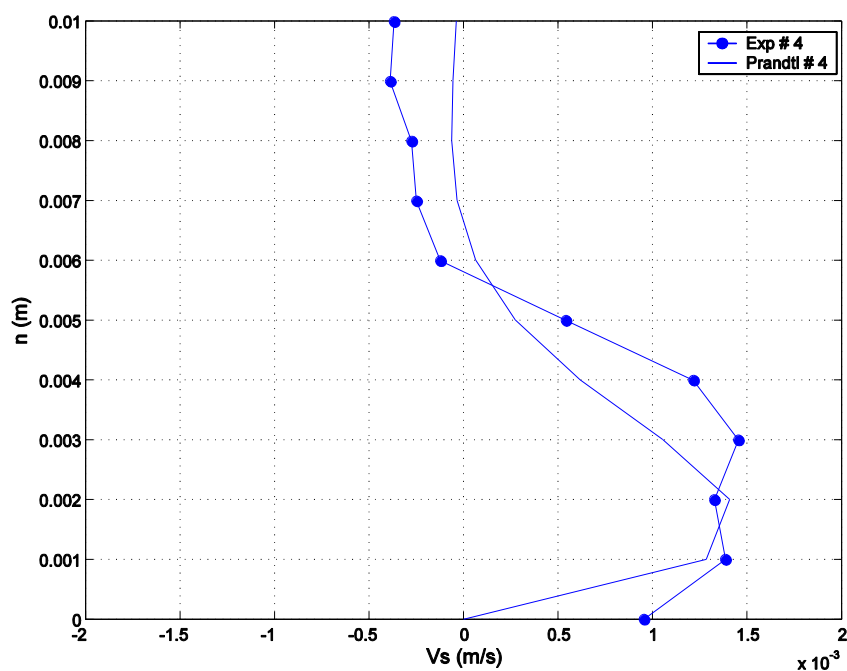


Grafico 4.2.2.3 - Confronto velocità tangenziale, caso 4, correnti catabatiche con isola di calore, gradiente di stratificazione  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ .

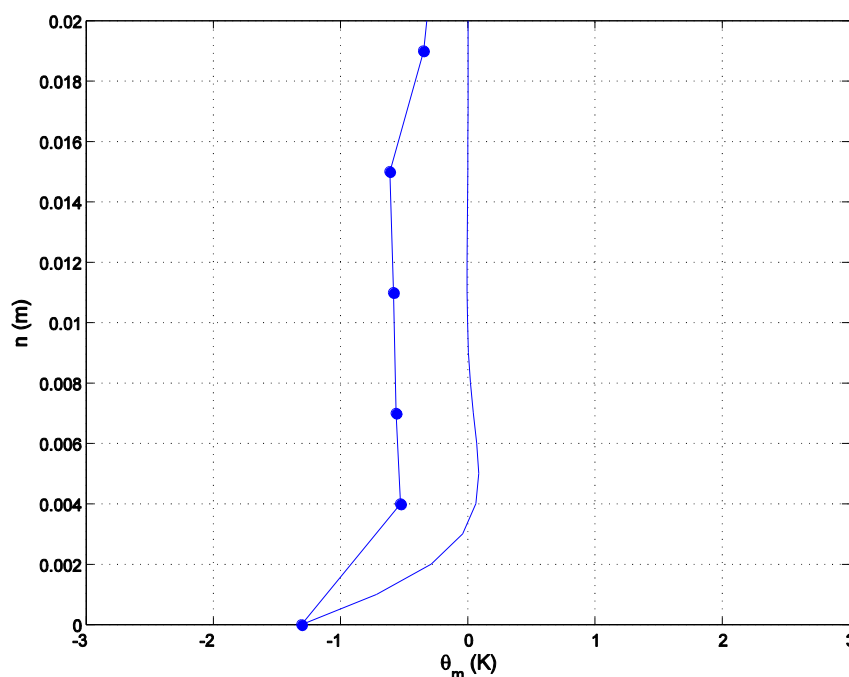


Grafico 4.2.2.4 - Confronto scostamento di temperatura potenziale, caso 4, correnti anabatiche con isola di calore, gradiente di stratificazione  $\Gamma=100 \text{ K m}^{-1}$ .

I Grafici 4.2.2.1 e 4.2.2.3 mostrano dei profili delle correnti catabatiche caratterizzati da una velocità distribuita in modo più omogeneo lungo la  $n$  e da uno spessore di poco minore di quello calcolato con il modello teorico; i valori massimi sono in entrambi i casi a quote superiori. Per quanto riguarda la diminuzione della temperatura potenziale, nel Grafico 4.2.2.2 i due profili sono molto simili, con i valori sperimentali ovunque leggermente più alti (in valore assoluto); nel Grafico 4.2.2.4 si nota sul profilo sperimentale un raffreddamento visibilmente più forte e più omogeneo, la cui forma è caratterizzata da un riscaldamento che ha un contributo pressoché omogeneo lungo l'asse  $n$ .

#### 4.2.3 Osservazioni sui confronti con il modello di Prandtl

In realtà negli esperimenti presentati la stazionarietà in senso proprio non viene mai raggiunta, perché si osserva da tutti i profili di temperatura che ci sono delle variazioni non trascurabili fino alla fine di ciascuna prova (510 s), anche se in molti casi i profili di velocità tendono invece a stabilizzarsi (Figure dei paragrafi 3.1 e 3.2) nel tempo. Inoltre viene meno un'altra ipotesi importante che è alla base del modello di Prandtl, cioè l'estensione infinita del pendio  $e$ , di conseguenza, l'assenza di un limite superiore all'estensione, in direzione perpendicolare ad esso, di uno strato interessato dalla corrente catabatica. Nei casi trattati sperimentalmente (trascurando l'estensione finita nella direzione orizzontale  $y$ ) il pendio è di dimensioni finite (di 146 mm lungo la linea di massima pendenza, quindi sicuramente neanche al centro del pendio la distanza dai bordi può considerarsi infinita) e risente degli effetti dello scambio di calore che avvengono sulla valle piana con la quale esso confina.

Oltre a ciò, la variazione di temperatura  $\theta_{m0}$  non è omogenea lungo il pendio, come è possibile ipotizzare osservando i grafici della temperatura al centro ed alla base del pendio (ad esempio nei Grafici 3.1.2.4 e 3.1.2.7, 3.1.2.5 e 3.1.2.8 del paragrafo 3.1, e nei Grafici 3.2.3.2 e 3.2.3.3, 3.2.4.2 e 3.2.4.3 del paragrafo 3.2).

In presenza di un dominio con estensione limitata lo scambio termico dell'aria con il pendio determina una variazione della temperatura potenziale con distribuzione più omogenea all'interno del volume della valle, e questo sia per le dimensioni finite del dominio interessato dallo scambio termico, che comportano una variazione media di temperatura più grande, sia per la presenza della corrente di compensazione, che tende a distribuire il calore scambiato nel volume interessato dalla circolazione, quindi ad omogeneizzarne gli effetti in misura maggiore rispetto a quanto avviene in un sistema con pendio di estensione infinita. Con le correnti catabatiche l'effetto di omogeneizzazione termica dovuto alla corrente di compensazione è minore, perché comunque gli effetti del raffreddamento rimangono confinati maggiormente vicino al terreno, poiché essi sono governati, oltre che dall'irraggiamento, da processi di trasporto orizzontale e di entrainment, quest'ultimo spazialmente più limitato che nel caso anabatico; manca inoltre il processo di convezione strettamente connesso con le termiche, che esercitano un'importante azione in direzione verticale.

Nei casi della seconda serie di prove, realizzate con due pendii, le sovrapposizioni tra i profili sperimentali e quelli teorici corrispondenti danno risultati meno soddisfacenti di quelli della prima serie. La geometria della valle chiusa introduce ulteriori complicazioni rispetto a quella della valle aperta: il volume interessato dagli scambi termici e dal moto da essi innescato è minore che nei casi della prima serie, quindi l'entità di quel contributo omogeneo di variazione della temperatura è maggiore; inoltre gli scambi termici che avvengono su ciascuno dei due pendii risentono non solo di quelli che interessano la valle, ma anche di quelli che interessano il pendio opposto (si vedano ad esempio i Grafici 4.2.2.3 e 4.2.2.4). Il raggiungimento della stazionarietà è ancora più difficoltoso, perché se si riscaldano o si raffreddano le superfici che delimitano inferiormente la valle per un tempo prolungato si arriva ad innescare dei moti tra l'interno della valle e l'ambiente esterno, che in queste indagini si vogliono evitare.

#### **4.3. Confronti con il modello di Hunt et al.**

Nel paragrafo corrente i valori del fattore  $\Gamma_u$  ricavati dalle prove sulle correnti anabatiche svolte nell'ambito di questo studio vengono posti a confronto con altri valori dello stesso presenti nella letteratura su questo argomento. Il numero adimensionale  $\Gamma_u$  è un fattore che dipende dalla dimensione della scala di Monin e Obukhov relativa alla rugosità della superficie del pendio. Esso determina lo spessore dello strato-zona logaritmica, ed equivale al rapporto tra la velocità dello strato di mescolamento, supposta uniforme nel modello di *Hunt et al.* (2003), e la velocità di scala convettiva, a meno di una funzione crescente della pendenza del pendio. Nel calcolo fatto in questo lavoro è stato attribuito alla velocità

caratteristica dello strato di mescolamento il valore della velocità media della corrente lungo il suo intero spessore. La velocità di scala convettiva è stata invece calcolata con la formula data dalla definizione di *Deardorff & Willis (1987)*. Il Grafico 4.3.1.1 è una rappresentazione con assi logaritmici della correlazione tra la velocità  $U_M$  ed il prodotto  $\alpha^{1/3} w_*$ , in cui le linee oblique corrispondono a valori di  $\Gamma_u$ , utile per dare un'idea della possibilità di interpolare linearmente la distribuzione. Il Grafico 4.3.1.2 dà invece una migliore visualizzazione della distribuzione del  $\Gamma_u$ , ma senza mostrarne il legame con delle grandezze fisiche.

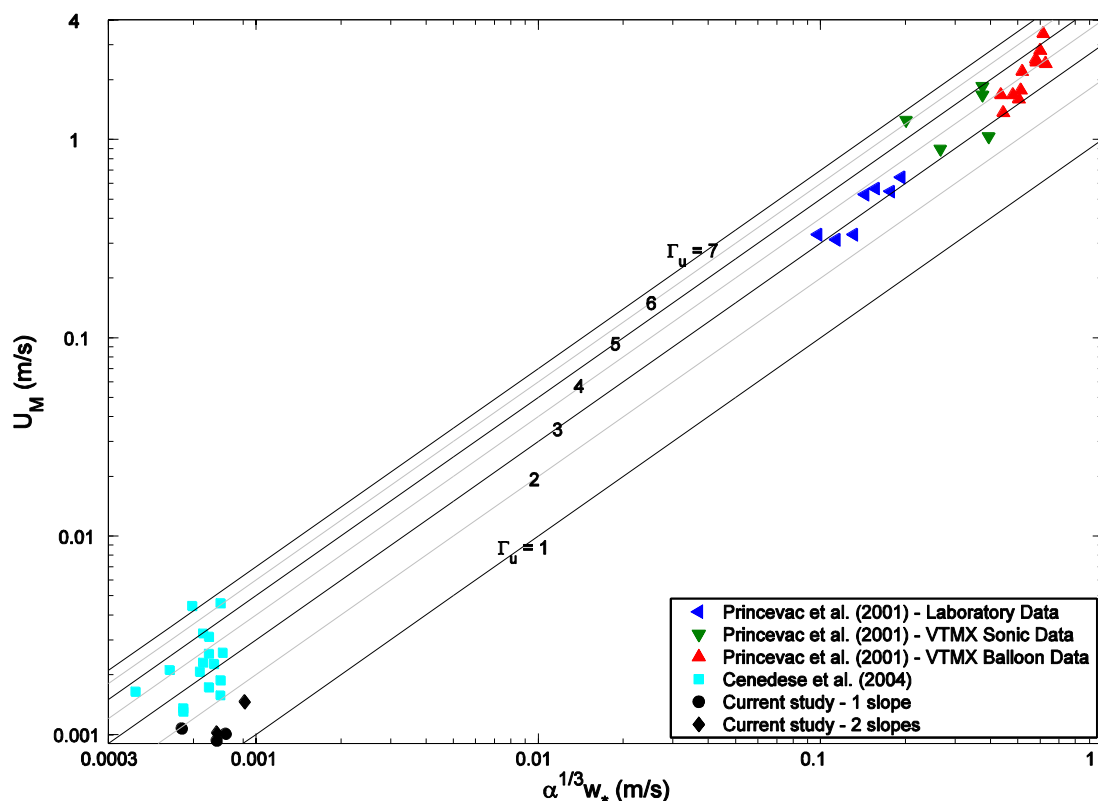


Grafico 4.2.3.1 - Confronto di  $\Gamma_u$  per varie valutazioni (Princevac et al., 2001), provenienti da misurazioni su campo (triangoli verdi e triangoli rossi) e da lavori sperimentali (tutti gli altri);  $\Gamma_u$  è qui rappresentato come rapporto tra  $U_M$  (velocità media dello strato di mescolamento) ed il prodotto  $\alpha^{1/3} w_*$  (tra la radice cubica dell'angolo di inclinazione del pendio e la velocità di scala convettiva), in un diagramma con assi logaritmici.



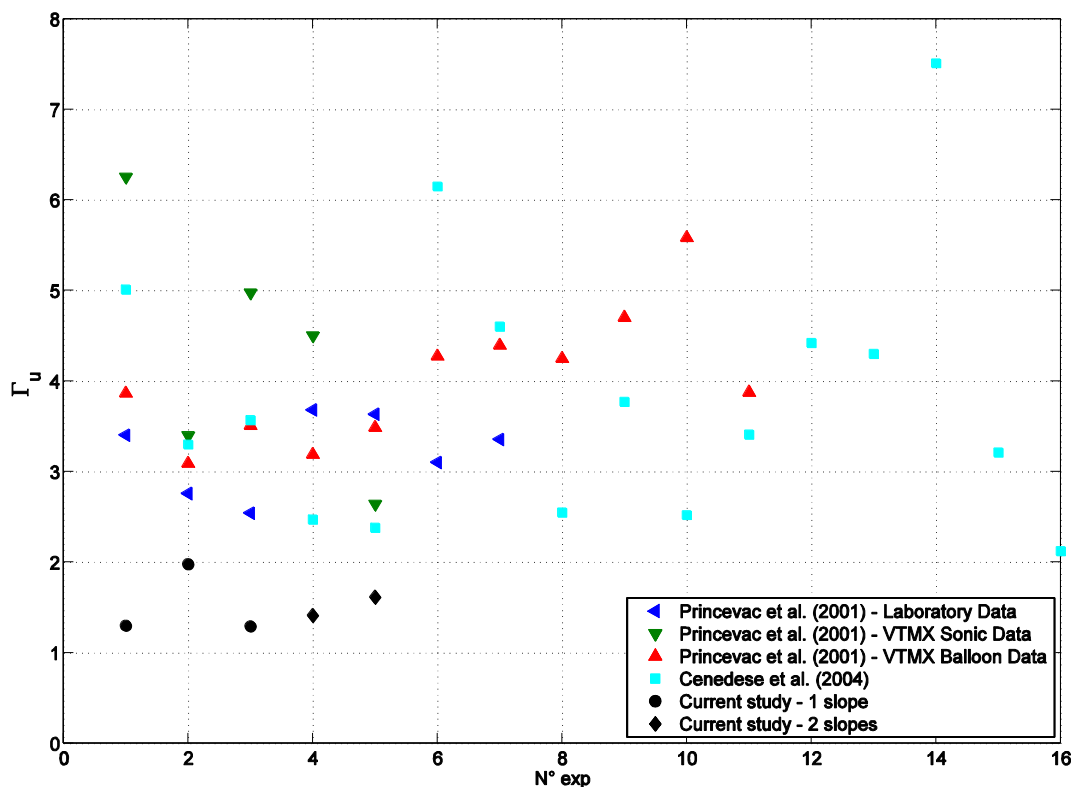


Grafico 4.2.3.2 - Confronto di  $\Gamma_u$  per varie valutazioni, provenienti da misurazioni su campo (triangoli verdi e triangoli rossi) e da lavori sperimentali (tutti gli altri); le ascisse del diagramma esprimono i numeri d'ordine arbitrari delle prove a cui è associato ciascuno dei valori rappresentati.

La quasi totalità delle prove qui sopra presentate danno valori di  $\Gamma_u$  distribuiti con una notevole dispersione all'interno dell'intervallo 1-7, con qualche valore superiore. I valori del fattore  $\Gamma_u$  sono tendenzialmente più bassi negli studi sperimentali che nelle misure in ambiente reale. Quelli trovati nel corso del corrente studio sono compresi tra 1 e 2, tanto con la configurazione ad un pendio (casi 1 e 3) quanto con quella a due pendii (casi 1 e 2); essi sono i più bassi dell'intera distribuzione dei valori ricavati dai lavori presi in considerazione. La presenza di due pendii sembra pertanto non influire sull'entità di  $\Gamma_u$ , come si può vedere dai punti che si riferiscono alle prove con uno e due pendii uguali nei Grafici 4.3.1.1 e 4.3.1.2 (simboli di colore nero). Gli Autori suggeriscono per il valore di  $\Gamma_u$  un ordine di grandezza pari a 10, quindi circa un ordine di grandezza in più dei valori calcolati nello studio corrente. Anche i valori sperimentali di letteratura usati in questo paragrafo come termine di confronto sono in generale più alti: il valore trovato nel lavoro di *Princevac et al. (2001)*, interpolando vari punti di origine sperimentale, è di 4.4 circa, mentre quello trovato in maniera analoga da *Chan et al. (2001)* è di 3.3. Una stima di questo fattore viene fatta però anche da *Reuten (2006)* nell'ambito della discussione circa la scala delle correnti anabatiche; per i casi sperimentali realizzati con acqua in vasca è stimato un valore di  $\Gamma_u$  pressoché unitario. Qui il fattore  $\Gamma_u$  è stato ricavato come rapporto tra la velocità media calcolata all'interno dello strato in cui agisce la corrente anabatica e la velocità di scala convettiva, che è legata al flusso di calore sui pendii; questa quantità è stata determinata con grande incertezza. Ci si è basati infatti su misure della differenza di temperatura agli estremi di uno strato di acqua molto

sottile a contatto con il pendio (come è descritto nel paragrafo 3.3).

Ci sono differenze fondamentali tra il modello sperimentale realizzato in laboratorio e le assunzioni del modello di *Hunt et al. (2003)*, che assume dimensioni finite per il pendio, ma che non prevede la corrente di ritorno e presuppone che si possano individuare i 3 strati indicati nel modello al di sotto dell'atmosfera libera (sottoparagrafo 1.2.3), distinguibili tramite le forme dei profili di temperatura e soprattutto di quelli di velocità; questo non si riscontra nei profili ricavati nel lavoro presente, per i quali non si osservano tratti di spessore significativo dove la velocità risulti avere una distribuzione assimilabile a quella uniforme. Inoltre la pendenza del pendio è di 20°, troppo alta perché esso possa rientrare nella tipologia di pendii per la quale è stato creato il modello, che è quella dei pendii a debole pendenza (gentle slopes). Le differenze con le origini dei dati di letteratura utilizzati sono le dimensioni del modello sperimentale, la forma della valle, che in alcuni dei casi qui trattati è chiusa e con doppio pendio, e le pendenze, che però in molti dei casi citati sono più alte.

#### 4.4. Confronti con il modello di Manins e Sawford

In questo paragrafo vengono effettuati dei confronti tra i valori dei fattori di profilo S1, S2 ed S3 calcolati per le correnti catabatiche simulate negli esperimenti di questo studio ed altri valori di essi trovati in precedenti lavori. I fattori di profilo S1, S2, S3 sono stati introdotti da *Manins & Sawford (1979)*, come fattori costanti all'interno di un sistema di equazioni che permette di calcolare i profili delle variabili di scala, altezza, galleggiamento e velocità, in funzione dell'ascissa obliqua  $s$  lungo il pendio (sottoparagrafo 1.2.2, equazioni da 1.2.49 a 1.2.54). Gli Autori forniscono per essi tre valori, risultanti dall'elaborazione di dati provenienti da varie misurazioni su campo, da usare nel caso in cui non sia possibile un loro calcolo diretto, cioè  $S1=0.5$ ,  $S2=0.9$  ed  $S3=1$  (si veda anche *Horst & Doran, 1986*); essi dicono che le soluzioni del sistema di equazioni proposto nel modello non sono molto sensibili ai valori che in esse assumono i fattori di profilo. Danno inoltre come termine di confronto i valori  $S1=0.25$  ed  $S2=0.75$  ricavati dai dati di un lavoro sperimentale di *Ellison & Turner (1959)*. Affermano inoltre che se questi tre fattori sono tutti unitari la corrente catabatica è ben mescolata e che essi possono dipendere dalla scala del moto. I valori con cui vengono confrontati i risultati di questo lavoro sono presi da *Princevac et al. (2001)*, che li hanno calcolati sia da misurazioni reali sia da studi sperimentali, alcuni dei quali provenienti dallo studio di *Fernando et al. (2000)*. I suddetti confronti vengono presentati nei diagrammi che seguono tramite i punti rappresentativi delle correlazioni di ciascuno dei tre fattori di profilo con il numero di Richardson bulk, di cui viene data la seguente definizione (4.4.1), che è quella che compare nei lavori di *Manins & Sawford (1979)* e di *Princevac et al. (2001)*:

$$Ri_B = \frac{h \Delta}{U^2} \cos \alpha \quad (4.4.1)$$

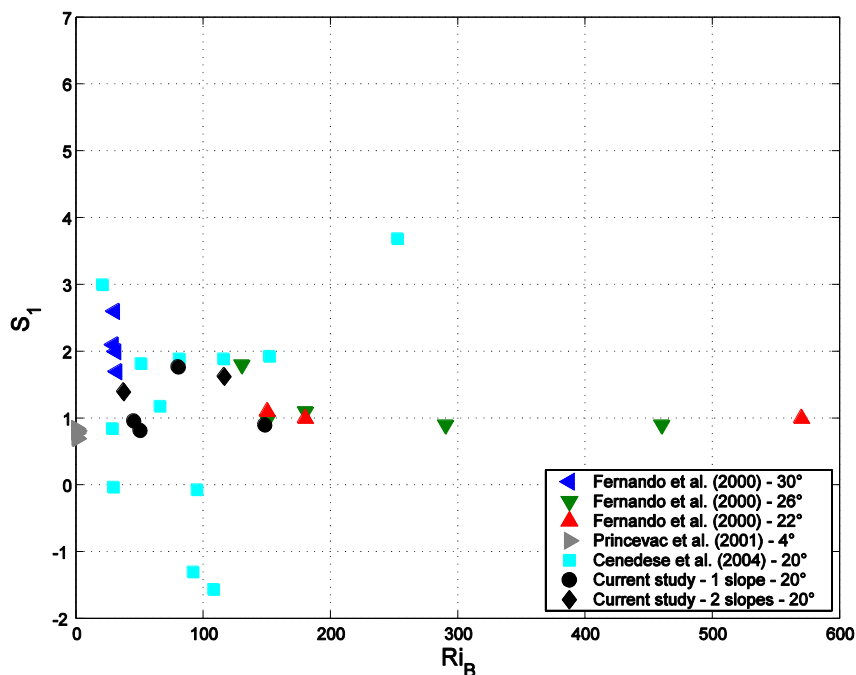


Grafico 4.2.3.1 – Confronti dei valori di  $S_1$  (Fernando et al., 2000; Princevac et al., 2001), provenienti da misurazioni su campo (triangoli grigi) e da lavori sperimentali (tutti gli altri).

I valori di  $S_1$  sono abbastanza dispersi per bassi numeri di Richardson, e cadono, nella maggior parte dei casi presentati nel Grafico 4.4.1.1, all'interno dell'intervallo 0-3; essi sono molto vicini ad 1 per valori del numero di Richardson alti. I valori di  $S_1$  dello studio corrente sono compresi tra 0.8 e 2; tra di essi, quelli associati ai casi con un solo pendio sono di poco inferiori ad 1, ad eccezione di un valore vicino a 2 (caso 6). Quelli associati alla configurazione con due pendii hanno invece valori intermedi tra 1 e 2.

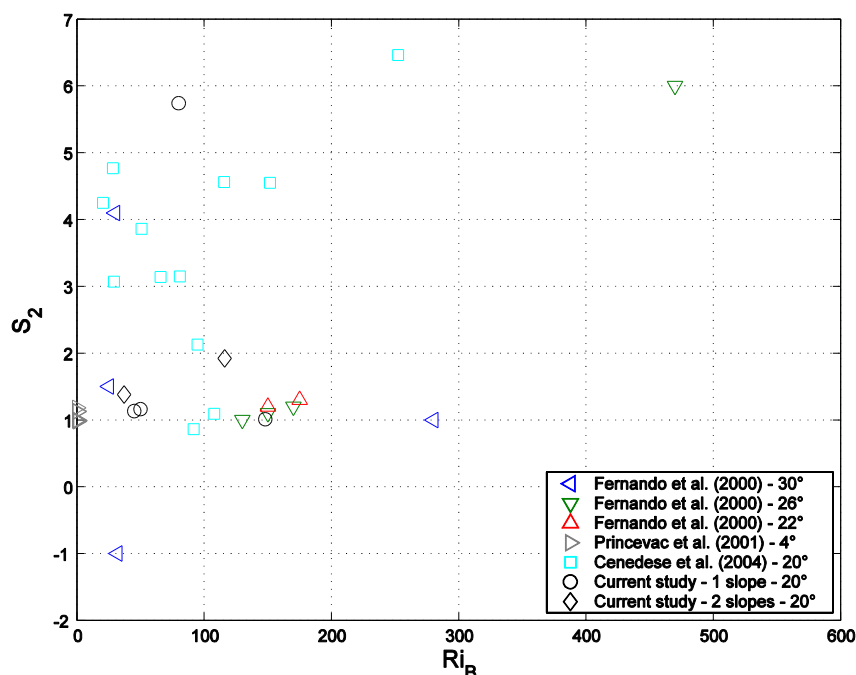


Grafico 4.2.3.2 – Confronti dei valori di  $S_2$  (Fernando et al., 2000; Princevac et al., 2001), provenienti da misurazioni su campo (triangoli con bordo grigio) e da lavori sperimentali (tutti gli altri).

I valori di  $S_2$  che compaiono nel Grafico 4.4.1.2 sono più dispersi di quelli di  $S_1$ , indipendentemente dai valori dei numeri di Richardson cui corrispondono; nella maggior parte dei casi essi sono compresi tra 1 e 2. I valori di  $S_2$  determinati nel corso del corrente studio sono poco superiori all'unità per entrambe le configurazioni della valle, con la sola eccezione di un valore di poco inferiore a 6 (calcolato nel caso 6 della prima serie).

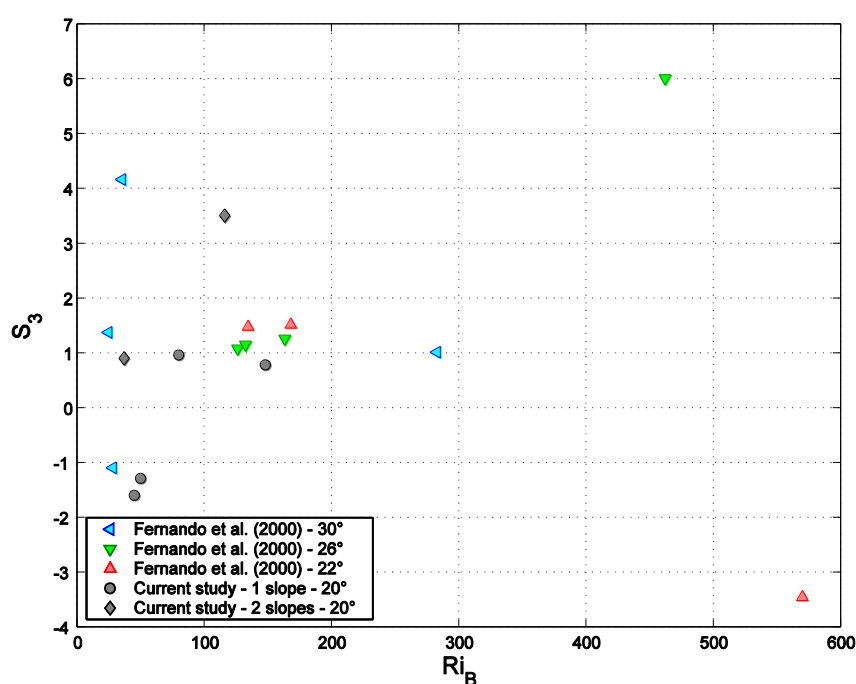


Grafico 4.2.3.3 - Confronti dei valori di  $S_3$  (Fernando et al., 2000), tutti provenienti da lavori sperimentali.

I valori del fattore di profilo  $S_3$  calcolati nel presente studio sono stati posti a confronto solamente con i valori presentati nel lavoro di Fernando et al. del 2000, nel quale si distinguono tre classi di prove sperimentali, in ognuna delle quali il pendio ha una pendenza diversa (Grafico 4.4.1.3). In generale i valori determinati sono compresi tra -4 e 6 e si concentrano intorno al valore 1 (che è quello suggerito dagli Autori), ma il numero di punti situati nelle zone estreme della distribuzione è comunque rilevante. Tre dei sei valori sperimentali determinati nello studio corrente sono vicini al valore unitario.

La distribuzione dei punti rappresentativi di  $S_1$  è caratterizzata da una certa dispersione, che diminuisce molto per numeri di Richardson superiori a 300, per i quali  $S_1$  rimane sempre molto vicino ad 1. Per i punti rappresentativi di  $S_2$  e di  $S_3$  c'è una dispersione maggiore, che non si attenua per alti numeri di Richardson. Per  $S_3$  è bene tenere conto che i valori disponibili in letteratura sono molto pochi, specie per quanto riguarda lavori su campo; ciò è dovuto alla difficoltà di misurare le grandezze necessarie per calcolarlo, in particolare la velocità normale al pendio. I valori di  $S_1$  determinati in questo studio sono poco più grandi del valore di riferimento dato dagli Autori, come anche i valori di  $S_2$ ; i primi non si discostano molto da quelli relativi ai casi di misure su campo (*Princevac et al., 2001*), mentre i secondi solo in alcuni casi superano marcatamente quelli associati alle misure su campo, che sono tutti molto prossimi o di poco maggiori dell'unità. I valori di  $S_3$  trovati in questo studio sono molto dispersi ma tre di essi sono vicini ad 1, risultando quindi vicini sia al valore di riferimento sia ai valori poco superiori all'unità intorno ai quali cade la maggior parte dei punti della distribuzione. C'è sicuramente una certa difficoltà nel calcolo di questi fattori, perché la ricostruzione dei profili con una buona risoluzione non è sempre possibile in casi di misure in ambiente reale, mentre in casi sperimentali, dove ciò è più semplice, possono sussistere problemi di scala rispetto ai casi reali (*Manins & Sawford, 1979; Princevac et al., 2001*). Anche in questo caso le dimensioni finite del pendio costituiscono una differenza importante dal modello di riferimento, nel quale invece viene supposto un pendio semi-infinito, dato che ad esse si accompagna l'azione della corrente di compensazione. Questo ha avuto conseguenze sulla scelta dell'altezza  $H$ , che identifica l'estremo superiore del dominio di integrazione sul quale vengono calcolate la velocità, il galleggiamento e l'altezza di scala del modello di *Manins & Sawford (1979)*, quindi anche i fattori di profilo. Nel presente lavoro l'altezza  $H$  è stata fissata pari allo spessore della corrente catabatica, cioè alla distanza ortogonale dal pendio alla quale la velocità tangenziale torna a valore 0. Questa scelta è stata attuata perché si è voluta evitare l'influenza della corrente di ritorno, che conferisce al profilo una forma molto diversa da quella supposta dal modello teorico. La stessa distanza  $H$  è quella alla quale viene determinata la velocità di entrainment  $w_H$ , necessaria per il calcolo del fattore  $S_3$ , che va considerata pari alla velocità normale al pendio proprio a quella distanza  $H$ ; il valore di  $w_H$  è stato trovato su un profilo della componente normale della velocità al centro del pendio (i criteri usati per la determinazione di questo profilo sono analoghi a quelli descritti, nel paragrafo 3.1, per i profili delle componenti della velocità presentati nel capitolo 3). Anche i profili di temperatura, nei casi con due pendii, mostrano l'esistenza di un

raffreddamento con effetti non trascurabili fino a distanze dal pendio piuttosto consistenti (molto oltre i primi 5-10 mm), come può essere visto nei sottoparagrafi 3.2.3.2 e 3.2.4.2 (Grafici 3.2.3.2 e 3.2.4.2); la forma dei profili dello scarto della temperatura potenziale si discosta dunque da quella ipotizzata nel modello teorico.

#### **4.5. Confronti con alcuni risultati dello studio di Lu et al.**

Questo paragrafo è dedicato ai confronti tra alcuni dei profili di temperatura e di velocità ricavati in questo studio ed analoghi profili delle stesse grandezze presentati in altri lavori sperimentali e basati su misure su campo già presenti in letteratura. Questi confronti, mostrati nel sottoparagrafo che segue (sottoparagrafo 4.4.1), sono relativi all'isola di calore nella prima (paragrafo 3.1) e nella seconda configurazione (paragrafo 3.2). I profili sono stati adimensionalizzati utilizzando come scale la  $z_i$  (altezza di mescolamento) per le altezze, l'intensità  $\Delta T_m$  per gli scostamenti di temperatura, la  $w_D$  (velocità di scala convettiva) per la componente orizzontale della velocità, la quantità  $w_D \cdot Fr$  per la componente verticale velocità, secondo quanto proposto da *Lu et al. (1997a)*. I valori di  $z_i$  qui utilizzati sono stati determinati a partire dai diagrammi della temperatura nelle fasi iniziali delle acquisizioni, quindi per essi si mantengono alcune incertezze. Questi valori di  $z_i$  si riferiscono in tutti i casi ad una situazione in cui l'isola di calore agisce in assenza delle correnti di pendio. Nel sottoparagrafo 4.4.2 viene illustrato un confronto tra gli Aspect ratio dei plume osservati in molti lavori disponibili in letteratura ed i corrispondenti numeri di Froude.

##### **4.5.1 Confronti tra profili di temperatura e di velocità sull'isola urbana di calore**

I profili di velocità e di temperatura estratti dal presente lavoro si riferiscono all'esperimento 3 della prima serie (interazione tra isola di calore e corrente anabatica) ed agli esperimenti 2 e 4 della seconda serie (interazioni tra isola di calore e correnti anabatiche e catabatiche). Per il primo dei suddetti casi i profili sono relativi al tempo di 60 s, cioè ad una fase in cui l'isola di calore agisce indisturbata, mentre per gli altri due casi essi sono relativi al tempo di 90 s, quando l'isola di calore interagisce con le correnti di pendio; tutti questi profili sono presi al centro dell'isola urbana di calore, valutabile con un errore stimato ad 1 mm circa. La scelta di presentare per l'isola di calore della prova 3 il profilo estratto al tempo di 60 s è stata fatta perché dopo l'inizio della corrente di pendio l'isola di calore perde la sua struttura e quindi non è più minimamente confrontabile con il modello.

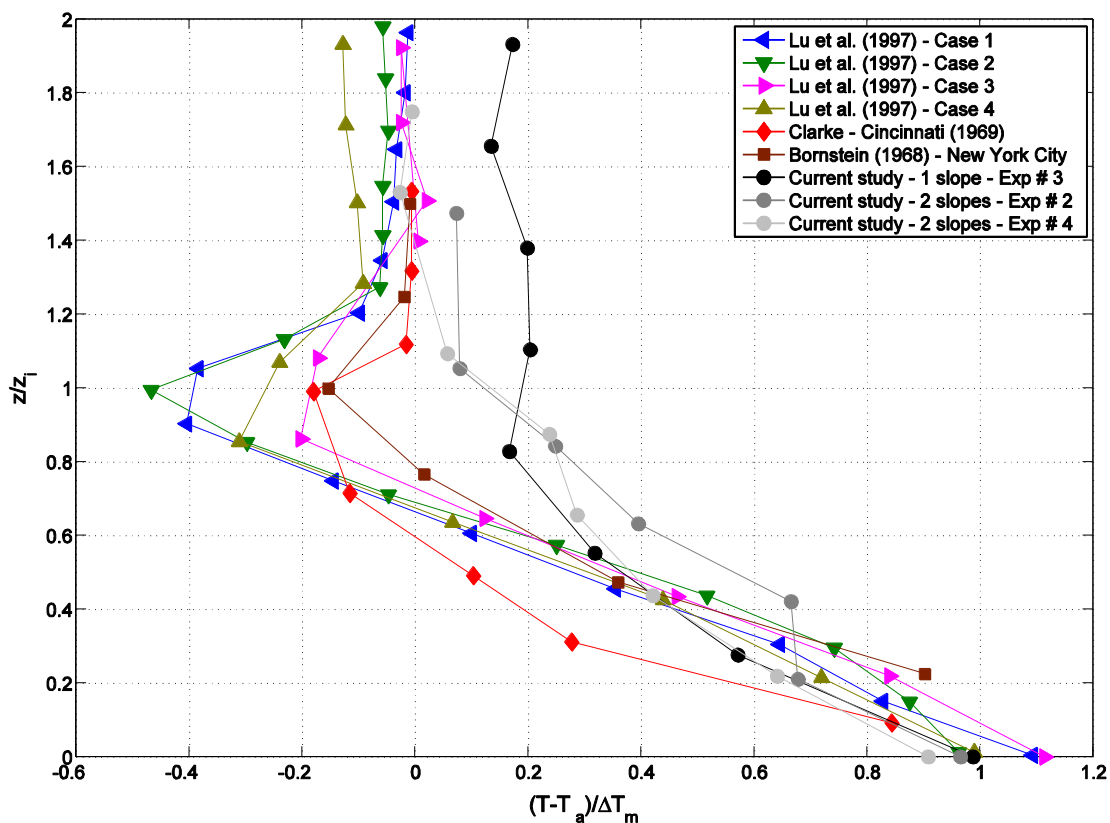


Grafico 4.5.1.1 – Confronto per lo scostamento temperatura adimensionalizzata (caso 3 con un pendio e casi 2 e 4 con due pendii dello studio corrente).

I profili della temperatura scalata relativi all'esperimento 3 del presente studio non si discostano sostanzialmente da quelli di letteratura fino ad un'altezza pari a circa la metà di  $z_1$  (Grafico 4.5.1.1); per altezze maggiori, mentre i profili di temperatura scalata mostrano un tratto con valori negativi e per altezze superiori si dispongono vicino allo 0, sul profilo ottenuto in questo studio la temperatura assume sempre valori maggiori di 0. Questo può essere legato ad un riscaldamento che va oltre l'altezza di mescolamento sia per effetto dell'entrainment intorno alla parte superiore del pennacchio, sia per la limitazione dell'estensione del campo dovuta alla presenza del pendio.

I profili della temperatura scalata determinati nei casi 2 e 4 (con due pendii) sono ben confrontabili con quelli di letteratura fino ad un'altezza pari a circa la metà inferiore del pennacchio; per altezze maggiori i valori se ne discostano, ed in particolare i profili ottenuti con i dati del presente studio non assumono mai valori negativi (questo potrebbe essere legato al riscaldamento complessivo del campo nel tempo). Da questi profili è difficoltoso vedere le deformazioni in senso verticale del pennacchio dell'isola di calore.

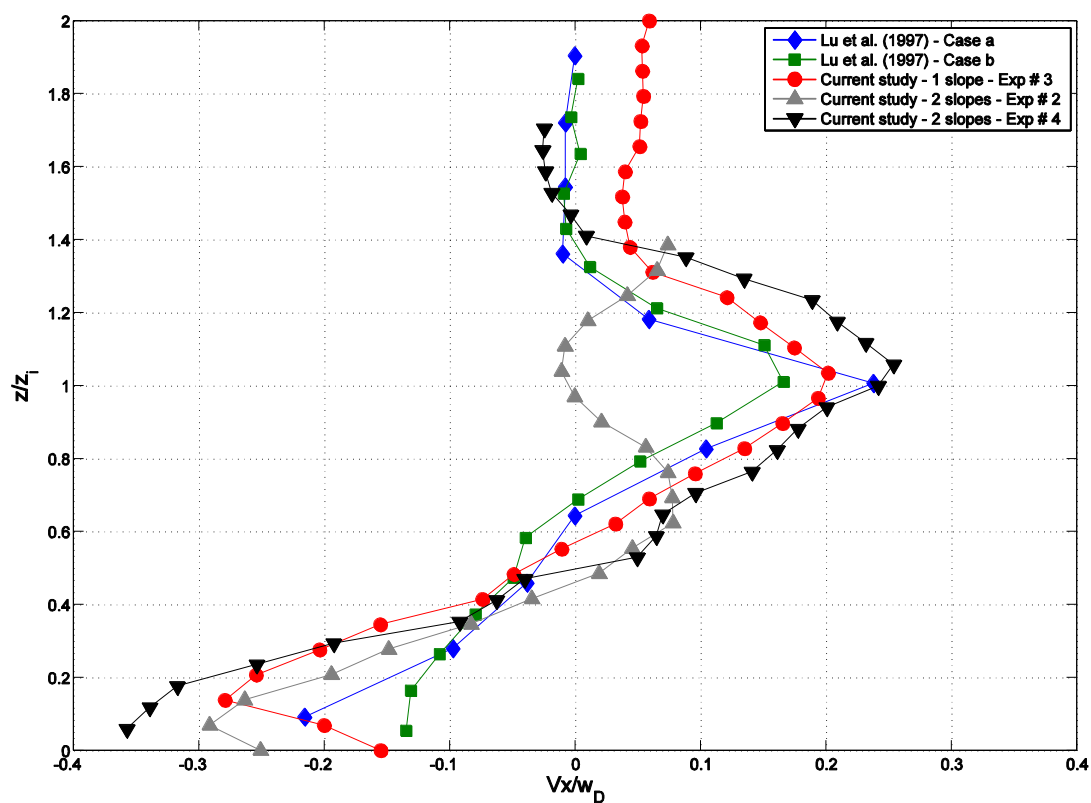


Grafico 4.5.1.2 - Confronto della componente orizzontale della velocità adimensionalizzata (caso 3 con un pendio e casi 2 e 4 con due pendii dello studio corrente).

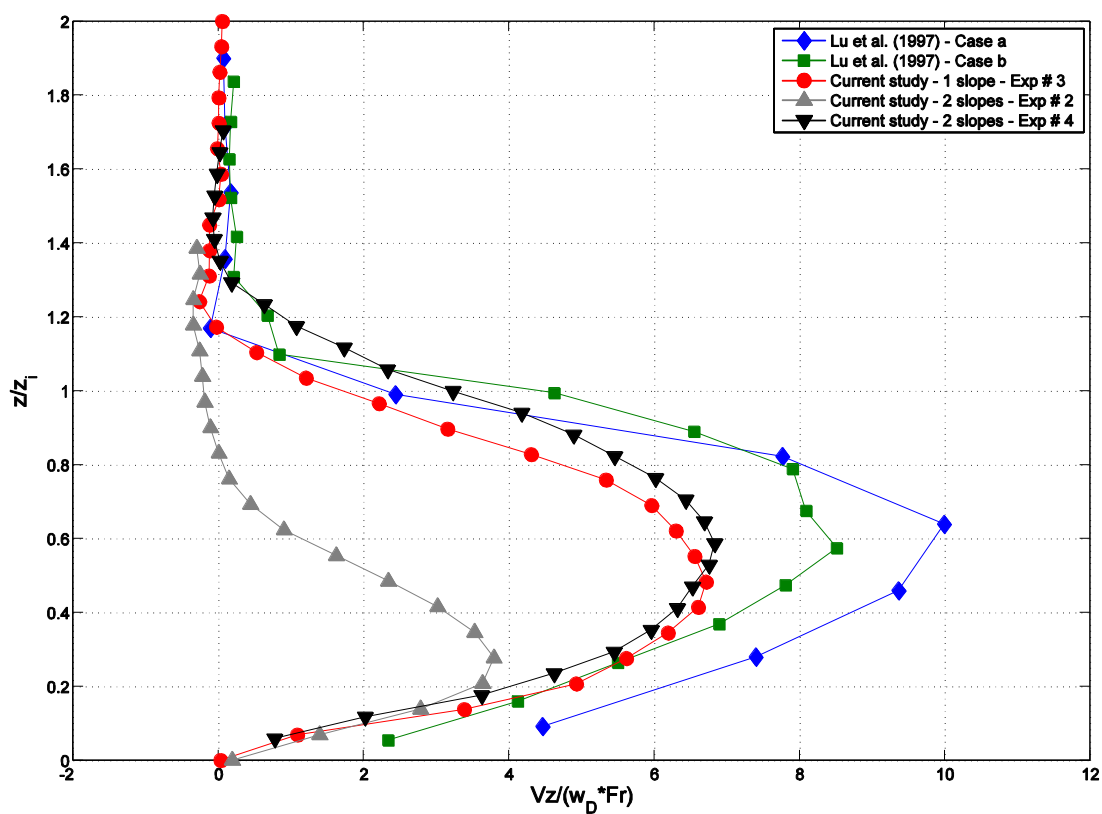


Grafico 4.5.1.3 - Confronto della componente verticale della velocità adimensionalizzata (caso 3 con un pendio e casi 2 e 4 con due pendii dello studio corrente).



Le velocità orizzontali scalate dell'esperimento 3 di questo studio non si discostano in maniera significativa da quelle di letteratura, se non in prossimità del fondo ed un poco nel tratto superiore al plume, dove la velocità misurata non è precisamente nulla (Grafico 4.5.1.2). I profili delle velocità verticali appaiono simili a quelli di letteratura, anche se i valori scalati sono di poco inferiori (Grafico 4.5.1.3).

Nel caso 4, che è quello in cui l'isola di calore interagisce con le correnti catabatiche, le velocità orizzontali adimensionali sono più alte vicino al fondo e quasi uguali verso la sommità del plume, mentre nel caso 2, dove c'è interazione con le correnti anabatiche, la velocità in prossimità del fondo è poco più alta ed è più bassa in corrispondenza della parte superiore del plume. I profili delle velocità verticali appaiono simili a quelli di letteratura, anche se i valori scalati se ne discostano visibilmente, specie nel caso 2. Nel caso 4 si osserva una maggiore altezza scalata del pennacchio, e nel caso 2 un'altezza scalata inferiore.

Va ricordato che i valori di  $z_i$  usati si riferiscono in tutti i casi a situazioni in cui l'isola di calore agisce in assenza delle correnti di pendio, mentre i profili della velocità orizzontale e della velocità verticale che sono stati presentati si riferiscono ad una situazione in cui l'isola è indisturbata ed a due situazioni in cui agiscono anche le correnti di pendio, in una valle simmetrica. E' per questo possibile osservare l'innalzamento e l'abbassamento del pennacchio in presenza delle correnti di pendio nei casi 4 e 2 della seconda serie (Grafici 4.5.1.2 e 4.5.1.3). In particolare in una valle chiusa e simmetrica si ha un abbassamento del pennacchio nel caso di interazione con le correnti anabatiche ed un innalzamento dello stesso nel caso di interazione con le correnti catabatiche, a conferma di quanto osservato nei sottoparagrafi 3.2.2 e 3.2.4.

#### **4.5.2      *Correlazione tra il numero di Froude e l'Aspect ratio per l'isola di calore***

Nel diagramma che segue si leggono il numero di Froude sull'asse delle ascisse e l'Aspect ratio sulle ordinate. In esso sono rappresentati i punti che associano questi due numeri per una serie di casi in cui ne è stato effettuato il calcolo. Alcuni tra tali casi sono stati osservati nell'ambito di misure in ambiente reale, altri in esperimenti di laboratorio ed uno in simulazioni numeriche.

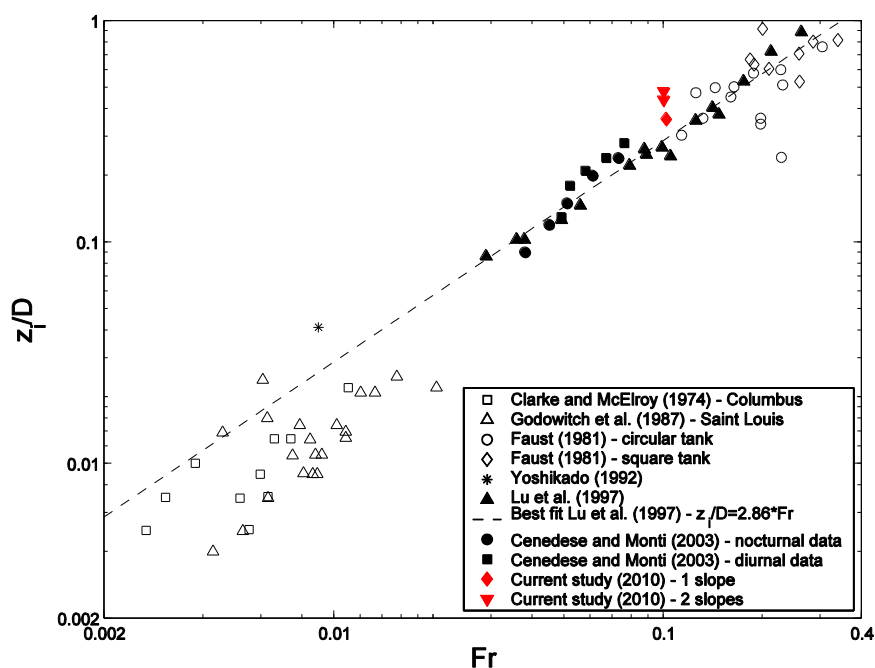


Grafico 4.5.2.1 – Confronto tra i punti rappresentativi della correlazione tra numero di Froude ed Aspect ratio per vari lavori di misure sul campo, sperimentali e simulazioni numeriche.

Il diagramma caratteristico della correlazione tra il numero di Froude dell'isola di calore ed il suo Aspect ratio fa vedere che è possibile fare una soddisfacente interpolazione lineare di questi dati ricavati da svariati lavori. Si può notare che i punti sperimentali sono contraddistinti da numeri di Froude ed Aspect ratio sempre più alti di quelli relativi a misure in ambiente reale (*Lu et al., 1997a*). I punti sperimentali sono ben approssimati dalla retta interpolante proposta da *Lu et al. (1997)*, ricavata dall'interpolazione dei dati relativi allo stesso lavoro (si veda a proposito anche *Cenedese & Monti (2003)* ed il sottoparagrafo 1.3.1 del lavoro presente). Inoltre si osserva che i punti associati a misure in ambiente reale all'interno del diagramma si distribuiscono tendenzialmente nell'area sottostante la retta interpolante scelta, quindi non sono ben rappresentati da questa. *Lu et al. (1997a)* hanno attribuito ciò alla presenza di fenomeni che sono presenti in ambiente reale, come ad esempio venti o brezze dell'ambiente in cui si trova una città, ma che non vengono modellati in un modello sperimentale (o numerico), oppure ai valori nettamente diversi del numero di similitudine più importante, che è il numero di Froude, tra le due classi di punti rappresentati; ciò potrebbe infatti implicare una similitudine non perfetta dei fenomeni alle due diverse scale, quindi una mancata modellazione, all'interno dei modelli sperimentali, di alcuni aspetti intrinseci del fenomeno reale, anche se i valori di  $Fr$  più alti sono comunque associati a plume di basso Aspect ratio (sottoparagrafo 1.3.1). I punti associati allo studio corrente si riferiscono ad un tempo di 60 s, cioè a delle condizioni in cui l'isola di calore è presente senza l'azione delle correnti di pendio; tali punti si collocano leggermente al di sopra della retta interpolante, ma sono comunque in accordo con la distribuzione generale dei punti rappresentati.

## **5. CONCLUSIONI**

Sono state effettuate simulazioni di correnti di pendio classificabili in due serie: la prima serie è quella delle simulazioni di correnti anabatiche e catabatiche su un pendio singolo, avvenute con differenti gradienti di stratificazione dell'ambiente, ed in una delle quali è stata simulata anche l'azione di un'isola urbana di calore insieme ad una corrente anabatica; la seconda serie è quella delle simulazioni di correnti anabatiche e catabatiche, con e senza l'azione di un'isola urbana di calore, all'interno di una valle chiusa tra due pendii.

Dalle prove effettuate con un solo pendio si può osservare che un'isola di calore subisce una distorsione sotto l'azione di una corrente anabatica, che si manifesta con uno spostamento e con una inclinazione del plume associato all'isola. Si ha anche la presenza di una zona di ricircolo, decentrata rispetto al centro dell'isola di calore indisturbata secondo la direzione della corrente (quindi sottovento). In generale le correnti anabatiche danno un contributo alla dispersione degli inquinanti in uno spazio più vasto intorno ad un centro urbano, e quindi possono favorire l'abbassamento delle concentrazioni di essi nelle aree abitate; se l'isola urbana di calore è di intensità rilevante possono però crearsi delle particolari zone di ricircolo di volume limitato capaci di dare luogo ad un ristagno delle sostanze inquinanti prodotte al loro interno.

Dalle prove effettuate con una valle chiusa tra due pendii si osserva una distorsione dell'isola di calore sia nel caso di interazione con le correnti anabatiche, dove si assiste ad un abbassamento del pennacchio e ad una riduzione della velocità al suo interno, sia nel caso di interazione con le correnti catabatiche, dove c'è un aumento dell'altezza e della velocità nel pennacchio. Nelle condizioni di una valle chiusa la situazione relativa alla dispersione di sostanze inquinanti risulta particolarmente critica nel caso di presenza di correnti catabatiche, che favoriscono la concentrazione nelle zone urbane degli inquinanti ivi prodotti, ma anche di quelli provenienti dall'ambiente circostante, che vengono trasportati verso la zona centrale della valle. Al contrario le correnti anabatiche tendono a disperdere e ad allontanare dal centro urbano le sostanze inquinanti, anche nel caso di valle chiusa. La loro azione tende ad omogeneizzare la distribuzione degli inquinanti all'interno della valle, diminuendone la concentrazione locale, più di quanto faccia la semplice convezione diurna. In molti casi questa loro azione disperdente è però contrastata dalla circolazione, sostanzialmente chiusa, che deriva dall'isola di calore, la cui struttura è tale da opporsi ai venti anabatici, provocando sopra l'area urbana o i suoi immediati dintorni un ristagno di sostanze inquinanti prodotte all'interno di esse.

Ulteriori sviluppi del lavoro potranno essere orientati verso lo studio degli effetti di una variazione di pendenza dei pendii sul campo termico e fluidodinamico della valle con isola di

calore sul fondo, o verso l'osservazione di cicli giornalieri di riscaldamento e raffreddamento del terreno, con attenzione anche ai periodi di transizione serale e mattutina.

## **6. BIBLIOGRAFIA**

- T. Asaeda, T. Fujino and S.W. Armfield: “Characteristics of Urban Heat Island in a City Located at the Bottom of Basin”, Fifth International Symposium on Stratified Flows II, Vancouver, Canada, 10–13 luglio 2000 (pp. 1045-1050).
- S.L. Axelsen and H. van Dop: “Large-Eddy Simulation of Katabatic Winds. Part 1: Comparison with Observations”, *Acta Geophysica*, vol. 57, n. 4: 803-836, 2009.
- S.L. Axelsen and H. van Dop: “Large-Eddy Simulation of Katabatic Winds. Part 2: Sensitivity Study and Comparison with analytical Models”, *Acta Geophysica*, vol. 57, n. 4: 837-856, 2009.
- W. Blumen: “An observational study of instability and turbulence in nighttime drainage winds”, *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 28: 245-269, 1984.
- M. Brehm and C. Freytag: “Erosion of the Night-Time Thermal Circulation in an Alpine Valley”, *Archives for Meteorology, Geophysics and Bioclimatology*, ser. B, vol. 31: 331-352, 1982.
- G.A. Briggs: “Canopy effects on predicted drainage flow characteristics and comparison with observations”, Fifth Symposium on Turbulence, Diffusion and Air Pollution, Atlanta (GA), U.S.A, 9-13 marzo 1981 (pp. 113–115).
- F. Catalano and A. Cenedese: “High-Resolution Numerical Modeling of Thermally Driven Slope Winds in a Valley with Strong Capping”, *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, vol. 49: 1859–1880, 2010.
- A. Cenedese, A. Capriati and P. Monti, “Studio di laboratorio sulla dinamica delle correnti di pendio”, 29° Convegno Nazionale di Idraulica e Costruzioni Idrauliche, Trento, 7–10 settembre 2004.
- A. Cenedese and P. Monti: “Interaction between an Inland Urban Heat Island and a Sea-Breeze Flow: A Laboratory Study”, *Journal of Applied Meteorology*, vol. 42: 1569-1583, 2003.
- A. Cenedese, P. Monti, C. Corsanici and M. Marchetti: “Interazione tra isole di calore urbane e correnti di pendio”, 30° Convegno Nazionale di Idraulica e Costruzioni Idrauliche – IDRA 2006, Roma, 10–15 settembre 2006.
- W.C. Chan: “The Modeling of Anabatic Flow in Complex Terrain”, Master Thesis, Arizona State University, 2001.
- R. Chen, N.S. Berman, D.L. Boyer and H.S.J. Fernando: “Physical Model of Diurnal Heating in the Vicinity of a Two-dimensional Ridge”, *Journal of Atmospheric Sciences*, vol. 53: 62–85, 1996.
- J.F. Clarke and J.L. McElroy: “Effects of ambient meteorology and urban morphological features on the vertical temperature structure over cities”, 67th Annual meeting

of Air Pollution Control Association, Denver (CO), U.S.A., 1974 (Air Pollution Control Association) [Available from J. F. Clarke, MD-80, U.S. Environmental Protection Agency, Research Triangle Park, NC 27711].

- B. Cushman-Roisin: “Introduction to geophysical fluid dynamics”, Prentice-Hall, 1994.
- J.W. Deardorff and G.E. Willis: “Turbulence within a Baroclinic Laboratory Mixed Layer above a Sloping Surface”, *Journal of Atmospheric Sciences*, vol. 44, n. 4: 772-778, 1987.
- P.G. Drazin and L.N. Howard: “Hydrodynamic stability of parallel flow of inviscid fluid”, *Advances in Applied Mechanics*, vol. 9: 1-89, 1966.
- T.H. Ellison and J.S. Turner: “Turbulent entrainment in stratified flows”, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 6: 423-448, 1959.
- J.D. Fast: “The Urban Heat Island and Temperature Inversions Measured by a Temperature Datalogger Network in Phoenix during June and July 2001”, Pacific Northwest National Laboratory, Richland, Washington, 2004.
- H.J.S. Fernando, M. Princevac, J.C.R. Hunt and C. Dumitrescu: “Katabatic flow over long slopes: velocity scaling, flow pulsation and effects of slope discontinuities”, 12th Conference on Mountain Meteorology, Santa Fe (NM), U.S.A., 28 Agosto –1 Settembre 2006.
- H.J.S. Fernando, M. Princevac, J.C.R. Hunt and E.R. Pardyjak: “Thermal circulation in complex terrain: a case of urban fluid mechanics”, 5th International Symposium on Stratified Flows, 10-13 Luglio, Canada, (2000).
- T. Fujino, T. Asaeda and Vu Than Ca: “Numerical analyses of urban thermal environment in a basin climate – application of a k- $\epsilon$  model to complex terrain”, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 81, issue 3: 159-169, 1999.
- B. Grisogono and J. Oerlemans: “Katabatic flow: Analytic solution for gradually varying eddy diffusivities”, *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 58, issue 21, 3349-3354, 2001.
- B. Grisogono and J. Oerlemans: “A theory for the estimation of surface fluxes in simple katabatic flows”, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, vol. 127, issue 578, 2725-2739, 2001.
- T.W. Horst and J.C. Doran: “Nocturnal drainage flow on simple slopes”, *Boundary-Layer Meteorology*, 34: 263-286, 1986.
- J.C.R. Hunt, H.J.S. Fernando and M. Princevac: “Unsteady Thermally Driven Flows on Gentle Slopes”, *Journal of Atmospheric Sciences*, vol. 60: 2169-2182, 2003.
- J. Lu, S. P. Arya, W. H. Snyder and R. E. Lawson Jr.: “A Laboratory Study of the Urban Heat Island in a Calm and Stably Stratified Environment. Part I: Temperature Field”, *Journal of Applied Meteorology*, vol. 36: 1377-1390, 1997 (a).
- J. Lu, S. P. Arya, W. H. Snyder and R. E. Lawson Jr.: “A Laboratory Study of the Urban Heat Island in a Calm and Stably Stratified Environment. Part II: Velocity Field”, *Journal of Applied Meteorology*, vol. 36: 1392-1401, 1997 (b).

- P.C. Manins and B.L. Sawford: “Katabatic Winds: a field case study”, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, vol. 105: 1001-1025, 1979.
- A. Martilli, Y.A. Roulet, M. Junier, F. Kirchner, M.W. Rotach and A. Clappier: “On the impact of urban surface exchange parameterisations on air quality simulations: the Athens case”, *Atmospheric Environment*, vol. 37: 4217-4231, 2003.
- M. Miozzi: “Particle tracking velocimetry using feature tracking and Delauny tessellation”, 12th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbona, Portogallo, 12-15 luglio 2004.
- S. Mitsumoto: “A Laboratory Experiment on the Slope Wind”, *Journal of Meteorological Society*, vol. 67: 565-574, 1989.
- P. Monti, H.J.S. Fernando, M. Princevac, W.C. Chan, T.A. Kowalewski and E.R. Pardyjak: “Observations of flow and turbulence in the nocturnal boundary layer over a slope”, *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 59: 2513-2533, 2002.
- M. Moroni and A. Cenedese, “Comparison among feature tracking and more consolidated velocimetry image analysis techniques in a fully developed channel flow”, *Measurement Science and Technology*, vol. 16: 2307-2322, 2005.
- J. Oerlemans: “The atmospheric boundary layer over melting glaciers”, in: “Clear and Cloudy Boundary Layers”, Royal Netherlands Academy of Arts and Science, Amsterdam, Olanda, 26-29 Agosto 1997.
- T.R. Oke: “The heat island of the urban boundary layer: characteristics, causes and effects”, in: “Wind Climate in Cities”, J.E. Cermak et al., NATO ASI series E 227, Kluwer Academic, 1995.
- G. Oster and M. Yamamoto: “Density Gradient techniques”, *Chemical Reviews*, vol. 63: 257-268, 1963.
- E.R. Pardyjak, P. Monti and H.J.S. Fernando: “Flux Richardson number measurements in stable atmospheric shear flows”, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 459: 307-316, 2002.
- L. Prandtl: “Essentials of fluid dynamics”, Hafner, 1952.
- M. Princevac and H.J.S. Fernando: “A criterion for the generation of turbulent anabatic flow”, *Physics of Fluids*, vol. 19: 1-7 (105102), 2007.
- M. Princevac, H.J.S. Fernando, W.C. Chan, T.A. Kowalewski, P. Monti and J. Anderson: “Slope Flow During Vertical Transport And Mixing (VTMX) Field Experiment, Salt-Lake City, 2000”, 3<sup>rd</sup> International Symposium on Environmental Hydraulics, Tempe (AZ), U.S.A., 5-8 Dicembre 2001.
- M. Princevac, J.C.R. Hunt and H.J.S. Fernando: “Quasi-Steady Katabatic Winds on Slopes in Wide Valleys: Hydraulic Theory and Observations”, *Journal of Atmospheric Sciences*, vol. 65: 627-643, 2008.
- V. Puygrenier, F. Lohou, B. Campistron, F. Said, G. Pigeon, B. Benech and D. Serca: “Investigation on the fine structure of sea-breeze during ESCOMPTE experiment”, *Atmospheric Research*, vol. 74: 329-353, 2005.
- G. Rampanelli and R. Rotunno: “Mechanisms of up-valley winds”, *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 61: 3097-3111, 2004.

- C. Reuten: “Scaling and kinematics of daytime slope flow systems”, PhD Dissertation, University of British Columbia, 2006.
- C. Reuten, D.G. Steyn and S.E. Allen: “Water tank studies of atmospheric boundary layer structure and air pollution transport in upslope flow systems” *Journal of Geophysical Research*, vol. 112: D11114, 2007.
- C. Reuten, D.G. Steyn, K.B., Strawbridge and P. Bovis: “Observations of the relation between upslope flows and the convective boundary layer in steep terrain”, *Boundary Layer Meteorology*, vol. 116: 37–61, 2005.
- H. Savijarvi and J. Liya: “Local winds in a valley city”, *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 100: 301-319, 2001.
- S. Serafin and D. Zardi: “Structure of the atmospheric boundary layer in the vicinity of a developing upslope flow system: a numerical model study”, *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 67: 1171-1185, 2010 (a).
- S. Serafin and D. Zardi: “Daytime heat transfer processes related to slope flows and turbulent convection in an idealized mountain valley”, *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 67: 3739-3756, 2010 (b).
- S. Serafin and D. Zardi: “Daytime development of the boundary layer over a plain and in a valley under fair weather conditions: a comparison by means of idealized numerical simulations”, *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 68: 2128-2141, 2011.
- L. Shindler, M. Moroni and A. Cenedese: “Spatial-temporal improvements of a two-frame particle-tracking algorithm”, *Measurement Science and Technology*, vol. 21, issue 11: 115401.
- J.E. Simpson: “Sea breeze and local winds”, Cambridge University Press, 1994.
- E.D. Skillingstad: “Large-eddy simulation of katabatic flows”, *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 106: 217-243, 2003.
- N.A. Streten, N. Ishikawa and G. Wendler: "Some observations of the local wind regime on an Alaskan Arctic glacier", *Archives for Meteorology, Geophysics and Bioclimatology - Series B: Climatology, Environmental Meteorology, Radiation Research*, vol. 22: 337-350, 1974.
- R.B. Stull: "An introduction to boundary layer meteorology", Springer, 1988.
- C.D. Whiteman: “Mountain Meteorology”, Oxford University Press, 2000.
- Z. J. Ye, M. Segal and H. L. Pielke: “Effects of Atmospheric Thermal Stability and Slope Steepness on the Development of Daytime Thermally Induced Upslope Flow”, *Journal of Atmospheric Sciences*, vol. 44, n. 22: 3341-3354, 1987.
- H. Yoshikado: “Numerical study of the Daytime Urban Effect and Its Interaction with the Sea Breeze”, *Journal of Applied Meteorology*, vol. 31: 1146-1164, 1992.
- H. Yoshikado: “Interaction of the Sea Breeze with Urban Heat Islands of Different Sizes and Locations”, *Journal of Meteorological Society of Japan*, vol. 41: 139-142, 1994.